

UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID

ESCUELA POLITÉCNICA SUPERIOR

INGENIERÍA TÉCNICA DE TELECOMUNICACIÓN  
SISTEMAS DE TELECOMUNICACIÓN



PROYECTO FINAL DE CARRERA

# Truncamiento de Arrays Finitos

AUTOR: Hristinka Mílcheva Lukánova

TUTOR: Luís Enrique García Muñoz

19 de Mayo del 2010



# Índice General

1. Introducción	.....p.4
2. Motivación	.....p.17
3. Dipolo Delgado	.....p.19
4. Espira Delgada	.....p.31
5. Antenas Impresas	.....p.43
a. Parche Rectangular	.....p.43
b. Dipolo Antipodal	.....p.51
6. Conclusiones y Líneas Futuras	.....p.59
7. Anexo	.....p.62

# **Capítulo 1: Introducción**

Entender físicamente el comportamiento electromagnético de arrays de antenas muy grandes y poder simularlos numéricamente hoy en día sigue siendo una tarea desafiante.

El problema principal que se presenta es el comportamiento de los elementos cercanos al borde del array y en especial si existe un acoplo mutuo fuerte. Al ser el array finito, las soluciones de las ecuaciones de Maxwell que describen las condiciones de contorno pueden desviarse mucho respecto a las soluciones para los arrays periódicos infinitos.

Los elementos que componen el array y las corrientes de alimentación que éstos permiten también juegan un papel importante. Se trabaja de manera distinta con una corriente de fase de progresión lineal y otra de distribución más compleja.

Por último, no hay que olvidarse del coste computacional de la simulación de un array, que muchas veces puede llegar a ser excesivo, obligando a buscar un compromiso continuo entre la teoría y la práctica [1].

Existen varias técnicas para el análisis de arrays muy grandes de antenas que se han ido desarrollando a lo largo de los años.

Uno de los métodos es simular arrays infinitos y periódicos e introducir después las correcciones correspondientes a los efectos del truncamiento. La ventaja de simular un array infinito es que se incluyen automáticamente los acoplamientos entre todos los elementos del array, mientras sólo se resuelven las ecuaciones de Maxwell para una única célula periódica. Para estimar los efectos del truncamiento se utilizan los arrays “finito-por-infinito” y se asume alimentación uniforme de fase de progresión lineal. Empleando el método de los momentos (MoM), se crea un sistema para simularlos. El sistema es capaz de manejar arrays de antenas metálicas bidimensionales, perpendiculares al plano del array y en un medio sin pérdidas. La formulación se basa en la función de Green para el espacio libre aplicada a arrays infinitos en una dirección y con excitación de fase lineal. A partir de la función de Green y con la ayuda de un número finito de puntos de integración, se calculan los elementos de la matriz de impedancias MoM en el dominio del espacio. Una vez establecida la matriz de impedancias y conocidas las funciones de excitación de cada puerto se puede calcular los efectos de truncamiento. [2], [3].

Otro de los métodos consiste en desarrollar técnicas de estimación de las corrientes inducidas en el array cuando éste se excita por un único puerto. Los

resultados obtenidos junto a los modelos de radiación de cada elemento del array se utilizan a continuación para determinar la matriz de impedancias.

Se observan las corrientes en puertos sucesivos cuando una de las antenas está excitada para establecer un modelo de reflexión de las ondas en el borde del array. Este modelo se obtiene tras varias simulaciones de arrays medianos o pequeños excitados por un sólo elemento cercano a uno de los extremos. A continuación se extienden los resultados a arrays más grandes. [4]

Estudios dedicados a evaluar las corrientes a lo largo de un array demuestran que, en determinadas condiciones, las ondas lanzadas desde un punto del array se propagan por la estructura dependiendo de dos términos. El primero de ellos se asocia a una onda superficial, mientras que el segundo está relacionado con la caída de la corriente según la distancia desde el generador de ondas (el puerto excitado). Ambos términos dependen de la constante de propagación  $\beta$  y la distancia de separación entre los elementos del array  $a$ .

Según los valores de  $\beta$  y  $a$ , la onda superficial (u onda “atrapada”) puede llegar a ser importante y si en un array largo completamente excitado la fase de propagación de la corriente atrapada iguala la fase de la corriente del puerto generador, pueden provocarse nulos de radiación. [5] Este fenómeno ha incitado a los investigadores a desarrollar modelos para el cálculo de la velocidad de fase de las ondas atrapadas. Aunque todavía no exista una solución teórica generalizada, se han podido establecer algunos procedimientos matemáticos que explican la relación velocidad de fase – onda atrapada para los casos de arrays de dipolos cortocircuitados y dipolos de carga reactiva. [6], [7]

Otro fenómeno importante y en proceso de investigación es la caída del acoplamiento mutuo entre los elementos del array según el aumento de la distancia entre los mismos. Es natural suponer que, para grandes distancias en un array de muchos elementos, el acoplamiento disminuye de acuerdo con una ley simple. Por ejemplo, si los elementos son dipolos infinitesimales, la caída de la impedancia mutua a largas distancias es  $1/r$  en el plano H y  $1/r^2$  en el plano E. Sin embargo, la medida de la impedancia mutua requiere la existencia de circuitos abiertos en todos los demás elementos, y esta condición no responde al caso de más interés cuando cada uno de los elementos está conectado a un circuito resistivo. Así, la impedancia mutua no incluye los efectos de absorción de energía en los circuitos resistivos, ni tampoco los efectos de radiación de los demás elementos cuando se permite que la corriente pase por sus puertos. En la medida del acoplamiento mutuo entre dos elementos de un array, los demás elementos están conectados a circuitos resistivos que representan las impedancias de los circuitos del array operativo. Estos circuitos absorben energía y permiten re-radiación de manera que se puede esperar que la caída del acoplamiento mutuo sea distinta de la caída de la impedancia mutua. Si la matriz de impedancias completa fuera conocida, podría determinarse la matriz de parámetros S y los coeficientes de ésta son los coeficientes de acoplamiento

buscados. Debido a que el cálculo puede llegar a ser muy complejo en arrays de muchos elementos, la aproximación descrita todavía no está desarrollada por completo. Tampoco ha tenido éxito la medida directa del acoplamiento mutuo ya que es difícil obtener valores de precisión en dos elementos lejanos del array. [8]

Existe un artículo que, considerando todo lo anterior, se centra en el estudio de arrays lineales compuestos por dipolos delgados y dipolos broad-plate [4] y que vamos a detallar a continuación. Los dos elementos se muestran en la figura 1.01 donde las dimensiones están dadas en centímetros. La colocación de las antenas está presentada en la figura 1.02.

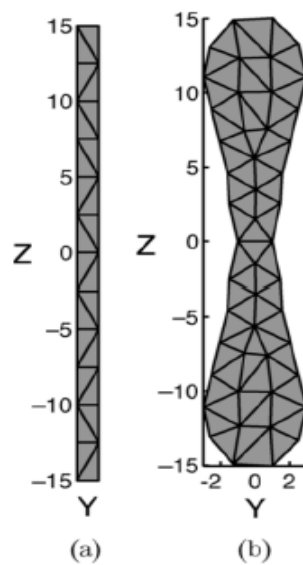


Figura 1.01

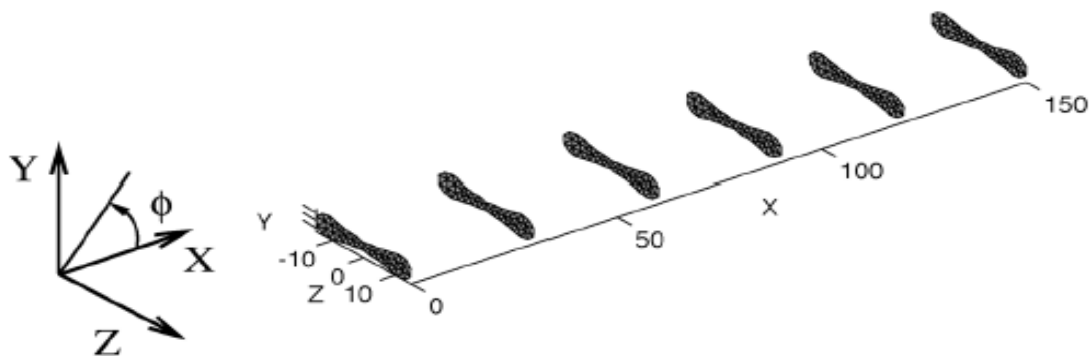


Figura 1.02

Primero se ilustra la fenomenología de ondas para arrays de dipolos cortocircuitados y luego se describe la metodología utilizada para la extracción

de las características de onda para el caso de arrays de dipolos terminados de tipo broad-plate. Se analiza también la reflexión en los bordes del array.

Se han llevado a cabo simulaciones MoM para arrays de 16 dipolos paralelos, excitando el primer elemento con un generador de tensión y cortocircuitando los demás elementos. La longitud total de los dipolos es de 30cm y la distancia entre ellos es de 15cm. Dada la periodicidad del array, la matriz de impedancias tiene la estructura de block-Toeplitz y el tiempo de relleno es proporcional al número de elementos. La solución se obtiene utilizando la técnica iterativa Bi-CGstab con la ayuda de una condición previa que incluye las interacciones más cercanas.

La figura 1.03 muestra las corrientes obtenidas en puertos sucesivos del array lineal para distintas frecuencias. La fase de corrientes sucesivas a lo largo del array es prácticamente lineal (izquierda), lo que indica la presencia de una onda progresiva. Las amplitudes de los elementos suficientemente lejanos tienden a ser lineales, cuando se presentan en una escala logarítmica (derecha). Esto hace pensar que se cumple una ley de decrecimiento de la amplitud de la onda respecto a la distancia.

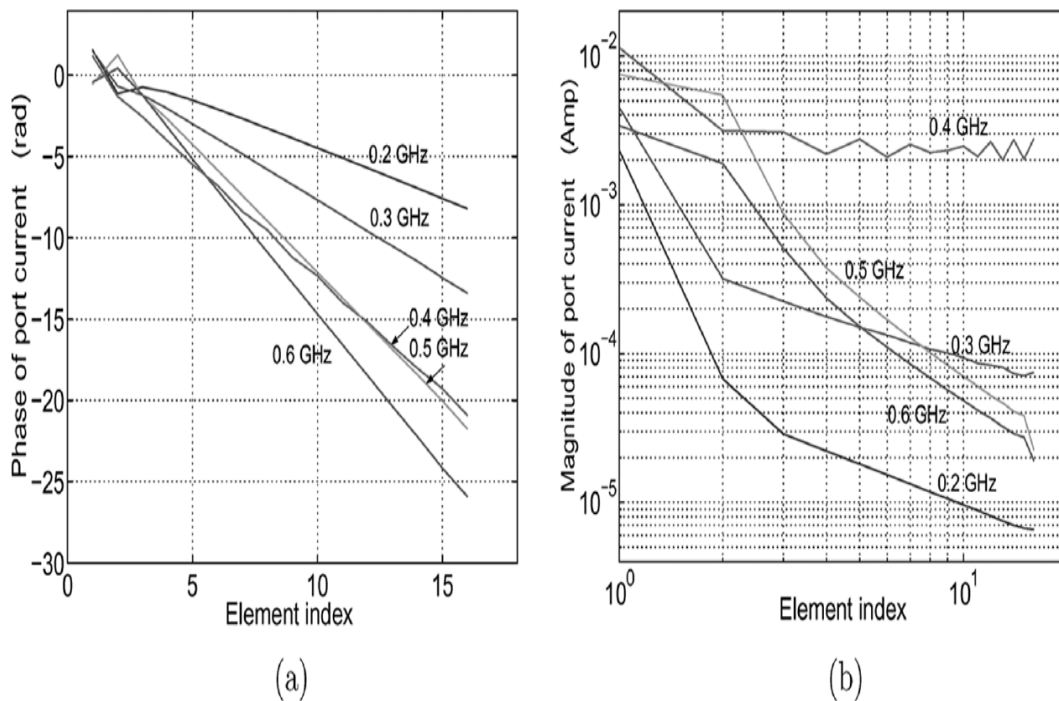


Figura 1.03

Teniendo en cuenta lo anterior, se pueden modelar las corrientes fuera de la región del generador de la siguiente manera:

$$I(n) \cong C n^{-\nu} e^{-jkan} \quad (1)$$

donde  $a$  es el espacio entre los elementos del array,  $n$  es el elemento  $n$ -ésimo y  $C$  es una constante compleja. Esta función se puede ver como una extensión de la dependencia obtenida en arrays con distancia entre los elementos  $a$  mucho mayor que la longitud de onda. El débil acoplamiento lleva a series de corrientes parecidas a las que cumplen la ley de propagación en espacio libre, con exponente  $\nu = 1$  para la potencia y constante de propagación  $k = 2\pi/\lambda$ , donde  $\lambda$  es la longitud de onda en espacio libre. Para los arrays considerados aquí, el exponente  $\nu$  y la constante de propagación  $\lambda$  se han obtenido a partir de los resultados de las simulaciones de onda completa en arrays pequeños, aplicando procedimientos de ajuste lineal y escala lineal para presentar la fase, y escala logarítmica para presentar la amplitud. Los resultados de estas dos magnitudes según la frecuencia se muestran en la figura 1.04. La constante de propagación  $k$  está dibujada en términos normalizados de la velocidad de fase  $v/c = w / (kc)$  ( $w$  es la frecuencia en radianes y  $c$  la velocidad de la luz). En este ejemplo se puede ver que una onda lenta aparece entre 300 y 480MHz, y que, cerca de 430MHz, esta onda se ve atrapada por el array (el exponente tiende a cero). No se muestran datos entre 450 y 475MHz debido a que las reflexiones múltiples de las ondas en el borde del array llevan a modelos de onda estacionaria complejos que impiden la estimación precisa de las características de onda. Estas ondas estacionarias ya están presentes en los 400MHz de la figura 1.03, donde se forman oscilaciones cercanas al borde del array como resultado de la interferencia entre las ondas incidentes y las ondas reflejadas. Las oscilaciones también son las responsables del valor ligeramente negativo del estimado exponente  $\nu$  entre 400 y 450MHz (figura 1.04).

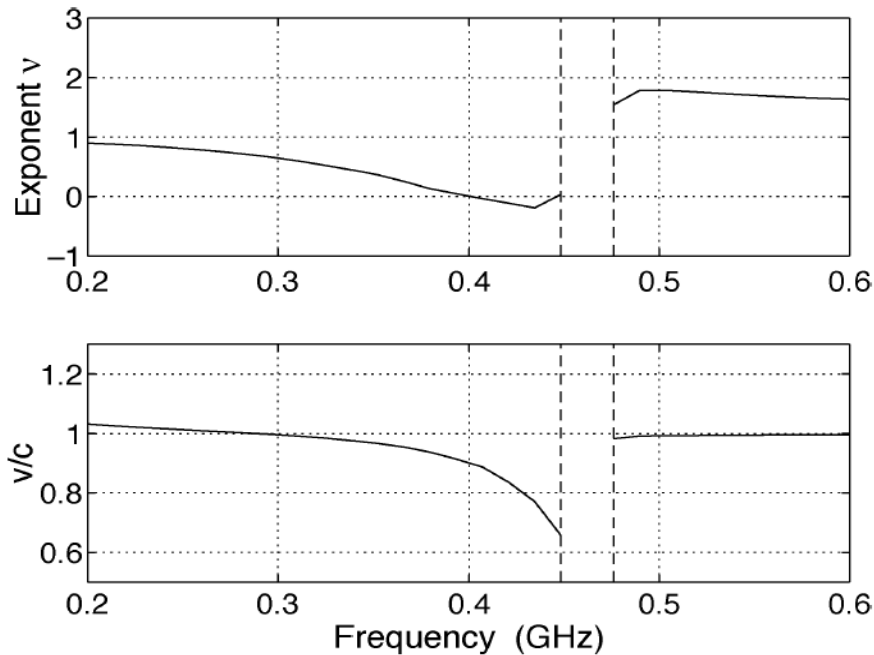


Figura 1.04



En la práctica, los arrays grandes generalmente están terminados con impedancias parecidas al promedio de las impedancias activas de un array infinito para una región de interés. Cuando sólo se excita un elemento, parte de su potencia se absorbe por las cargas de terminación de los demás elementos y por tanto se espera que la caída de la onda sea más rápida respecto a los casos de terminación en circuito abierto. Debido a esto, no se espera la presencia de ondas atrapadas en arrays terminados y excitados por un solo puerto.

A continuación se ilustrará la fenomenología de onda para el caso de arrays de dipolos broad-plate que se han mostrado en la figura 1.01 (b). Ambas, la longitud de los elementos y la distancia entre los elementos son de 30cm. Las terminaciones de las antenas son de  $100\Omega$  y el ancho de banda del array es de 17%.

De forma esquemática en la figura 1.05 se presenta un array de  $N$  elementos, excitado por el primer puerto, cuyas corrientes de los puertos se modelan como la suma de la onda directa y la onda reflejada en el borde del array.

$$I^N(n) = I_d^N(n) + I_r^N(n) \quad (2)$$

El modelo para la onda reflejada  $I_r^N(n)$  se obtiene comparando los resultados de las simulaciones de arrays de distintas longitudes como, por ejemplo  $N_1=8$  y  $N_2=16$ , siempre alimentados por el primer elemento. Al principio se asume que la onda reflejada en el array  $N_2$  es despreciable respecto a la onda directa cuando se observa en el array  $N_1$ . Es decir, en los primeros puertos  $N_1$  de ambos arrays sólo se aprecia la onda directa ( $I_d^{N_2} = I_d = I^{N_2}$ ). Como una primera aproximación se puede modelar la corriente reflejada  $I_r^{N_1}(n)$  como la diferencia entre las corrientes de los primeros  $N_1$  puertos del array  $N_1$  y los primeros  $N_1$  puertos del array  $N_2$  (figura 1.05).

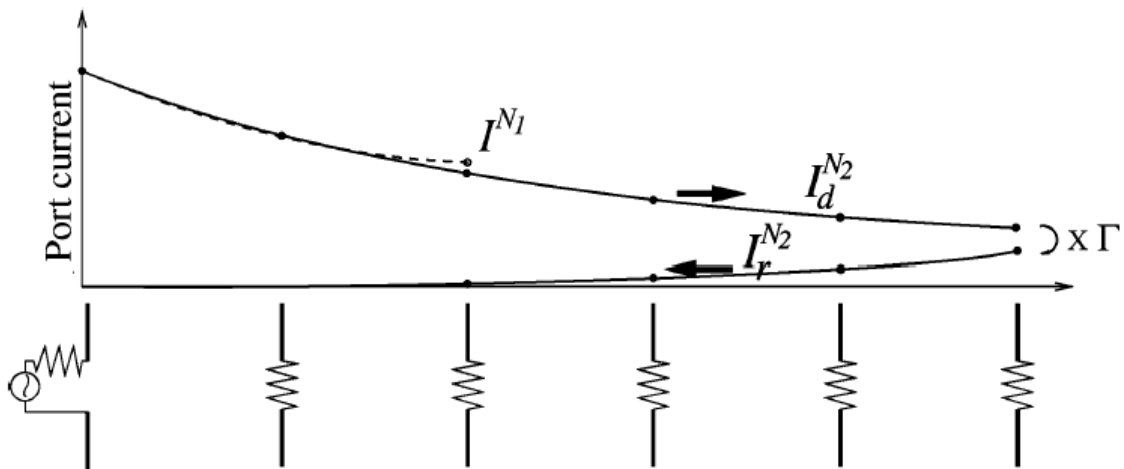


Figura 1.05

La razón de la onda reflejada  $I_r^{N_1}$  y la onda directa en el puerto  $N_1$  da lugar al coeficiente de reflexión:

$$\Gamma^{N_1} = \frac{I_r^{N_1}(N_1)}{I_d^{N_2}(N_1)} \cong \frac{I^{N_1}(N_1) - I^{N_2}(N_1)}{I^{N_2}(N_1)} = \Gamma \quad (3)$$

Si se supone que el coeficiente de reflexión es el mismo para ondas reflejadas en arrays más grandes se puede omitir el superíndice  $N_1$  de  $\Gamma$ . La figura 1.06(a) muestra la magnitud de las corrientes de los puertos de los arrays de  $N_1=8$  y  $N_2=16$  elementos junto a la onda reflejada en el borde del array  $N_1$  (líneas sólidas). Se pueden ver copias ampliadas de las gráficas en la figura 1.06 (b). La línea gruesa de la gráfica superior corresponde a  $I^{16}$  y la línea gruesa de la gráfica inferior es una aproximación de primer orden de  $I_r^8$ .

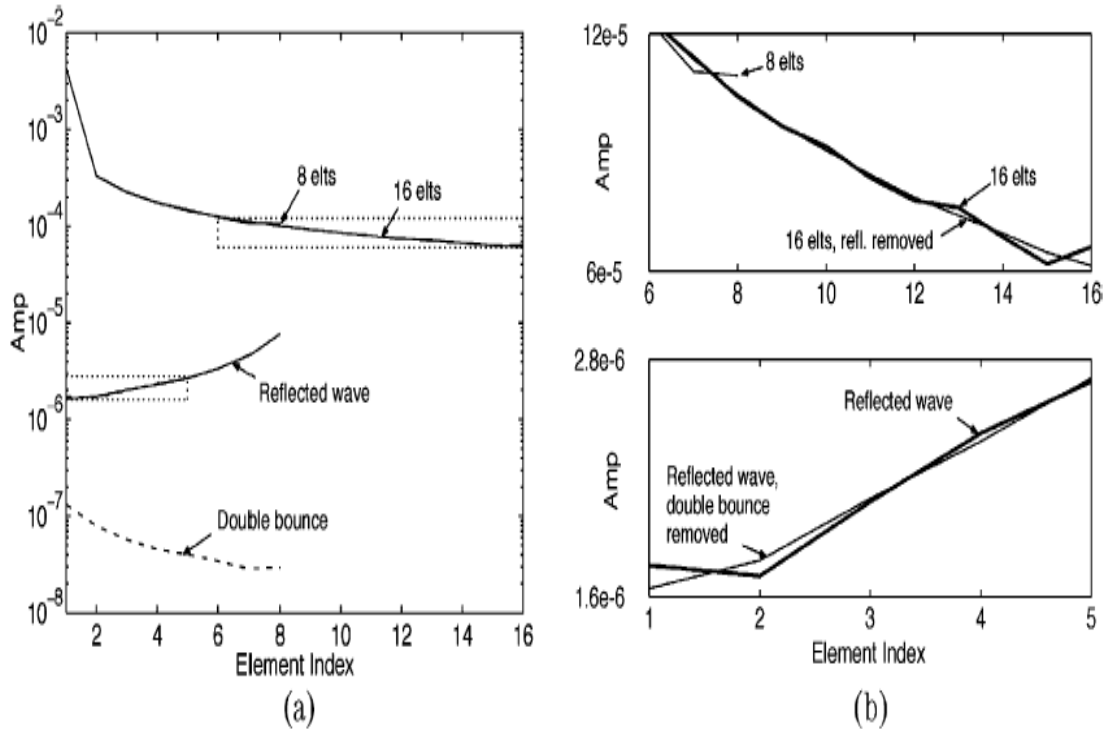


Figura 1.06

Este modelo puede ser refinado de varias maneras. La primera mejora empieza con la observación de que la onda reflejada en el borde del array  $N_2$  no es completamente despreciable cuando se mira el puerto  $N_1$  (figura 1.05), lo cual puede perjudicar el procedimiento de sustracción descrito anteriormente. El modelo obtenido para la onda reflejada en el borde del array  $N_1$  puede aprovecharse para extraer la onda directa de los datos del array  $N_2$  ( $I_d^{N_2} = I^{N_2} - I_r^{N_2}$ ). El modelo para la onda reflejada se verá modificado y constará de dos partes: los primeros  $N_1$  elementos desde el borde derecho serán copias de  $I_r^{N_1}$  en una escala diferente mientras que por el lado izquierdo se extenderá con la

ayuda del modelo asintótico encontrado antes para ondas lanzadas por una única fuente en un array. La razón de no aplicar el modelo asintótico por la derecha es que éste no es muy preciso si se está cerca de la fuente.

Si se denota por  $i_r^{N_2}$  la onda reflejada normalizada en el borde del array  $N_2$ , siendo la restricción de la normalización  $i_r^{N_2}(N_2) = 1$ , los últimos  $N_1$  elementos de  $i_r^{N_2}$  se pueden escribir como

$$i_r^{N_2}(n) = \frac{I_r^{N_2}(n)}{I_r^{N_2}(N_2)} = \frac{I_r^{N_1}(n - (N_2 - N_1))}{I_r^{N_1}(N_1)} \quad \text{para } n > N_2 - N_1 \quad (4)$$

La extensión de  $i_r^{N_2}$  hacia la izquierda cumple la existencia de la fase lineal y la ley de potencia determinados anteriormente y debe dar lugar al mismo valor que en (4) cuando se aplica al puerto  $N_2 - N_1 + 1$ . Esto lleva a:

$$i_r^{N_2}(n) = \frac{I_r^{N_1}(1)(N_2 - n + 1)^{-v}}{N_1 e^{-jka(N_2 - N_1 + 1 - n)}} \quad \text{para } n \leq N_2 - N_1 \quad (5)$$

Escribiendo  $I^{N_2}$  como la suma de sus componentes directos y reflejados se tiene:

$$I^{N_2}(n) = I_d^{N_2}(n) + I_r^{N_2}(n) = I_d^{N_2}(n) + \Gamma I_d^{N_2}(N_2) i_r^{N_2}(n) \quad (6)$$

donde  $\Gamma$  es el coeficiente de reflexión definido en (3).  $I_d^{N_2}(N_2)$  se obtiene particularizando (6) para  $n = N_2$ . Entonces se llega a la expresión para la onda directa:

$$I_d^{N_2}(n) = I^{N_2}(n) - I^{N_2}(N_2) \frac{\Gamma}{1 + \Gamma} i_r^{N_2}(n) \quad (7)$$

donde  $i_r^{N_2}$  ha sido modelada en (4) y (5).

Las corrientes de los puertos antes y después de la sustracción se muestran en la gráfica superior de la figura 1.06 (b) (líneas gruesas y finas). Se puede verificar que el procedimiento de sustracción suprime, de forma efectiva, los rizados producidos por las interferencias entre la onda directa y la onda reflejada. Esta corrección permite el cálculo de un modelo mejorado para la onda reflejada  $I_r$  en el array pequeño. La onda de corriente desde la reflexión de cual se ha suprimido se puede utilizar también para re-estimar el exponente de la ley de decrecimiento de la potencia y la constante de propagación de la onda, representadas por los parámetros  $v$  y  $k$  en (3).

La segunda mejora del modelo de onda reflejada trata con la reflexión de  $I_r^{N_1}$  por el lado izquierdo del array  $N_1$ . Esta consideración se extiende más allá de la simple reflexión asumida anteriormente pero es útil cuando  $N_1$  es muy pequeño. El modelo de esta segunda onda de reflexión se obtiene invirtiendo la onda reflejada  $I_r^{N_1}$  y utilizando el coeficiente de reflexión definido en (3).

$$I_r^{N_1}(n) \Rightarrow I_r^{N_1}(n) - I_r^{N_1}(1) \frac{\Gamma}{1+\Gamma} \frac{I_r^{N_1}(N_1+1-n)}{I_r^{N_1}(N_1)} \quad (8)$$

Nótese el parecido con el procedimiento de extracción expresado por (7). El segundo término de (8) que se corresponde con la onda doblemente reflejada del array pequeño se muestra con líneas discontinuas en el fondo de la figura 1.06(a). El modelo corregido de la onda reflejada se presenta en la parte inferior de la figura 1.06 (b). En este caso se puede ver también que al suprimir la onda reflejada se reduce el rizado de la cola de la onda.

En el análisis que se acaba de describir, la reflexión en el borde del array se modela como la diferencia entre la onda de corriente directa y la onda de corriente reflejada basándose en las magnitudes de las corrientes medidas en cada puerto que proporcionan las simulaciones. Hay que señalar que las magnitudes de las corrientes dependen directamente del acoplamiento mutuo y por ello a continuación presentamos su actual estado de arte [1].

La forma de excitar un array se puede ver desde dos puntos de vista: como excitación libre o forzada.

El modelo de excitación forzada considera una fuente de alimentación constante que se aplica a cada elemento la fase de cual se ajusta para conseguir el ángulo de radiación deseado. Cada elemento tiene una impedancia de entrada (o admitancia) y un coeficiente de reflexión asociado que dependen de la alimentación. Las corrientes (o tensiones) de cada elemento son las soluciones de la ecuación matricial:  $[V] = [Z] [I]$ . La matriz de impedancias  $[Z]$  contiene las impedancias mutuas entre elementos  $Z_{ij}$  y es simétrica de tipo  $Z_{ij} = Z_{ji}$ . Las impedancias mutuas se calculan entre los dos elementos correspondientes con el resto de los elementos en circuito abierto. Sin embargo, en la práctica sólo se consideran los elementos cuya impedancia mutua se quiere calcular, de manera que el modelo total del array se obtiene como la suma de las impedancias de todos los elementos con coeficientes los de las corrientes correspondientes y multiplicados por el modelo de radiación aislado de un sólo elemento. Este procedimiento es fácil de llevar a cabo y generalmente proporciona resultados satisfactorios, pero supone una estructura de array difícil de implementar ya que cada elemento ha de ser alimentado por una fuente de tensión (corriente) continua.

El modelo de excitación libre asume que cada área de la red alimentada es comparable a una fuente de alimentación conectada en serie con la resistencia  $R_0$ . Este tipo de fuentes con una potencia incidente constante se puede analizar con las matrices de parámetros S:  $[V_r] = [S] [V_i]$ , donde  $V_i$  y  $V_r$  son los vectores de tensiones (corrientes) incidentes y reflejadas y S la matriz de coeficientes de acoplamiento. El coeficiente de reflexión se obtiene como:

$$\Gamma_s = \sum_p \sum_q S_{00,pq} \frac{A_{pq}}{A_{00}}$$

donde S es el coeficiente de acoplamiento entre el elemento "00" y el elemento "pq". Los coeficientes de excitación pueden variar debido a la fase progresiva entre dos elementos y también en amplitud si se utiliza excitación cónica. Aunque la matriz de scattering es una aproximación bastante buena y conceptualmente simple, no existe forma directa de medir los coeficientes de acoplamiento. De nuevo, éstos se pueden obtener a partir de la matriz de impedancias (admitancias):

$$[S] = \frac{[Z] - Z_0}{[Z] + Z_0}$$

donde  $Z_0$  es aplicable únicamente a los términos de las diagonales. La medida de los parámetros S se realiza con todos los elementos presentes y terminados con cargas iguales. Generalmente esta forma de medir los parámetros es satisfactoria. Estudios relacionados demuestran que en el caso de elementos resonantes (dipolos) la caída del acoplamiento mutuo entre dos elementos es de  $1/r^2$  en el plano H y  $1/r$  en el plano E. Sin embargo, en arrays de dipolos, la caída del acoplamiento se vuelve asintótica de  $1/r^2$  y la energía de acoplo tiene la velocidad del espacio libre en ausencia de cargas externas.

Dada la dificultad para medir la impedancia mutua se recurre al modelo de impedancia activa (SEP: Scan Element Pattern),  $g_s(\theta)$ . Éste combina el modelo de radiación de un sólo elemento y el factor de diferencia de las impedancias y la forma de medirlo es excitando el elemento en cuestión y terminar el resto con  $Z_0$ . Se obtiene una expresión en función de la ganancia y las impedancias:

$$g_s(\theta) = \frac{4 R_g R_{iso} g_{iso}(\theta)}{|Z_s(\theta) + Z_g|^2}$$

Si el SEP se normaliza para  $\theta = 0$ , la expresión queda como:

$$g_s(\theta) = \frac{4R_s(0)g_{iso}(\theta)}{|Z_s(\theta) + Z_g|^2 g_{iso}(0)}$$

Y para el caso general cuando la reactancia de la fuente de alimentación no es nula, el SEP se puede expresar en función del coeficiente de reflexión conjugado:

$$g_s(\theta) = \frac{R_s(0)g_{iso}(\theta)}{R_s(\theta)g_{iso}(0)} \left(1 - |\Gamma^*(\theta)|^2\right)$$

Vista la problemática y las soluciones proporcionadas para determinar la impedancia mutua y el acoplo entre los elementos de un array cualquiera, a continuación nos centramos en el caso particular de la impedancia mutua entre dos dipolos. Prestamos especial atención debido a que el dipolo es un elemento muy común y porque las características de su impedancia mutua se pueden extender a otros elementos resonantes tales como parches microstrip o dipolos planos impresos.

Si suponemos una distribución de corriente sinusoidal aplicada a dos dipolos paralelos, coplanarios, de diferente longitud y en escalón (figura 1.07), la expresión para la impedancia mutua se modela utilizando la formulación de campo cercano definida por Schelkunoff y Friis. De manera que la impedancia mutua es la integral del campo eléctrico de cada dipolo del array multiplicado por la distribución de corriente del dipolo adyacente:

$$Z = \frac{-j30}{S_1 S_2} \int_0^{d_1} [\Psi_1 - 2\Psi_2 \cos(kd_2) + \Psi_3 + \Psi_4 - 2\Psi_1 \cos(kd_2) + \Psi_6] \times \sin[k(d_1 - x)] dx$$

donde  $S_1 = \sin(kd_1)$ ,  $S_2 = \sin(kd_2)$  y  $\Psi_i = \exp(-jkR_i)/R_i$

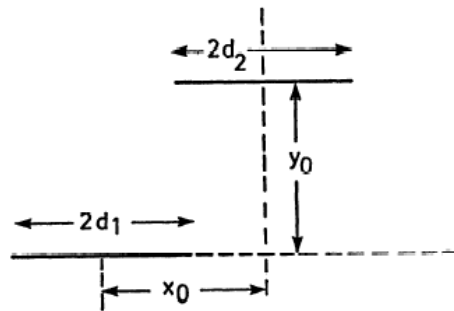


Figura 1.07

Para el caso de dipolos de igual longitud la solución de la integral se puede escribir como:

$$Z = \frac{15}{S^2} \sum_{m=-2n=-1}^2 \sum_{1,2} A_m \exp[-jkn(x_0 + md)] E(k\beta)$$

donde  $\beta = ((x_0 + md)^2 + y_0^2)^{1/2} - n(x_0 + md)$ ,  $A_2=A_2=1$ ,  $A_{-1}=A_1=-4\cos(kd)$ ,  $A_0=2(1+2\cos^2 kd)$ ,  $S=\sin(kd)$  y  $E(x)$  se puede expresar como las integrales Seno y Coseno (Si y Ci).

La figura 1.08 muestra la impedancia  $Z_{ij}$  obtenida con los cálculos anteriores para el caso de dos dipolos paralelos. Se observa una curva parecida a la espiral de Cornu, donde se ha dejado como parámetro la distancia/longitud de onda. Se puede ver que la impedancia mutua disminuye a medida que aumenta la distancia.

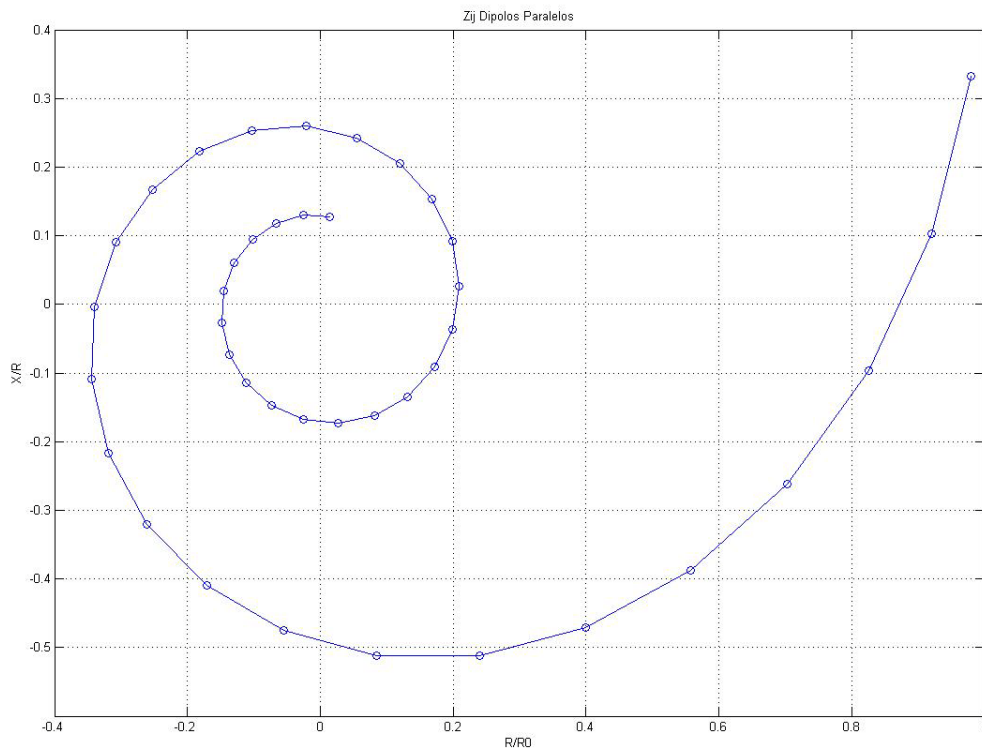


Figura 1.08

La figura 1.09 muestra la impedancia  $Z_{ij}$  para el caso de dos dipolos alineados. La distancia entre los elementos se considera centro-centro añadiendo 0.5. Como es de esperar, el acoplamiento es menor debido a ambos, menos sombra (un dipolo “ve” menos elementos adyacentes) y nulos de radiación.

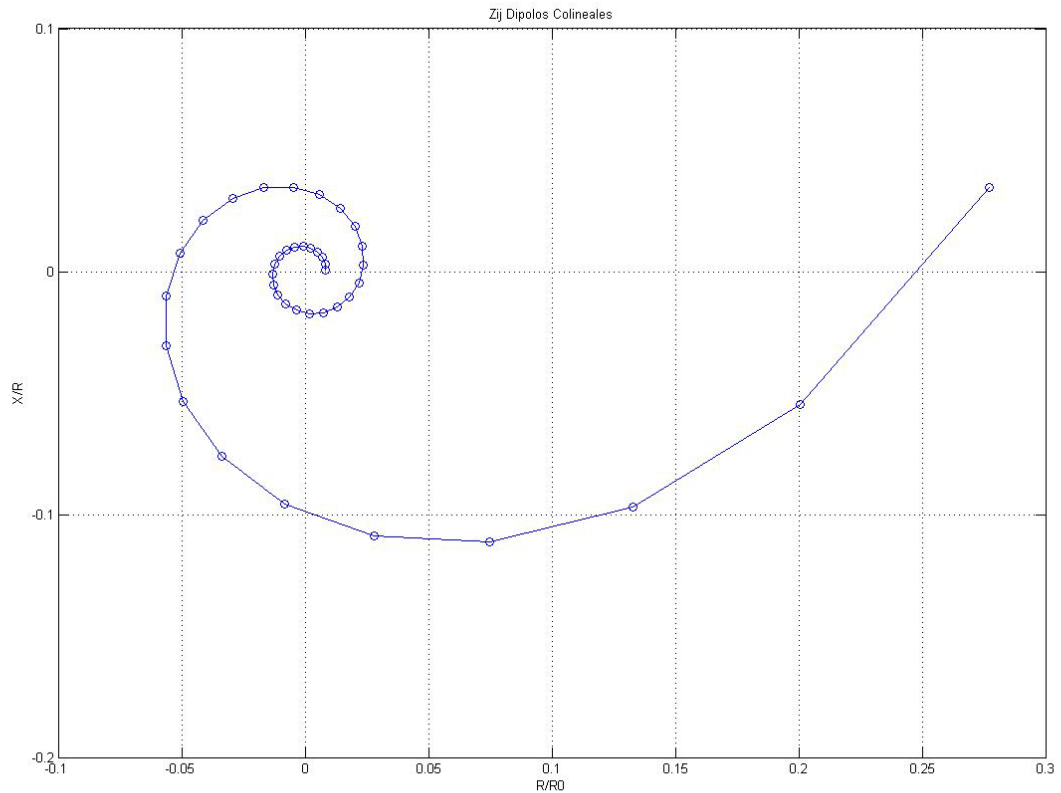


Figura 1.09

Con todo lo anterior pretendemos repasar la actualidad del tema del acoplamiento mutuo. El objetivo es entenderlo en más profundidad y aplicarlo al problema que trata el proyecto.



## **Capítulo 2: Motivación**

Inspirándose en la investigación anteriormente presentada, este proyecto pretende repetir el estudio para el caso del dipolo delgado y ampliarlo con otras tres topologías: espira delgada, parche rectangular y dipolo antipodal.

En primer lugar se intenta demostrar que la fenomenología de ondas de la que ya se ha hablado está presente en diferentes estructuras y no es un caso particular del array de dipolos delgados. Se ha escogido la espira delgada por ser su comportamiento similar al del dipolo delgado, el parche rectangular por ser una estructura con sustrato y el dipolo antipodal por ser una mezcla entre las dos anteriores. Una vez comprobada la existencia de las ondas atrapadas nos centramos en el acoplo mutuo entre los elementos de los arrays. Nos interesa determinar, si es posible, una ley que describe la caída del acoplamiento mutuo según la distancia  $a$  entre los componentes. Para ello variamos el parámetro  $a$  para observar como afecta al comportamiento de las ondas atrapadas y analizamos los resultados en busca de una relación.

Hay tres diferencias principales entre el presente proyecto y el estudio desarrollado en el capítulo de introducción. Primero, se ha cambiado el procedimiento del Método de los Momentos (MoM) por simulaciones realizadas con la herramienta CST Microwave Studio [9], manteniendo las condiciones de simulación. Segundo, se ha ampliado el array de 16 a 25 elementos con el fin de trabajar con una estructura mediana que tiende a ser larga. Por último, para procesar todos los resultados y para establecer las funciones de comportamiento de las ondas atrapadas se ha utilizado la herramienta Matlab [10].

El proyecto se ha desarrollado en cinco partes.

El primer capítulo es una introducción al problema que se ha investigado, los avances obtenidos hasta ahora y la necesidad de buscar soluciones. Se detalla el estudio en el que se ha basado el proyecto y se presta especial atención al fenómeno de acoplamiento mutuo con el fin de entender mejor la línea de trabajo que se ha seguido.

El segundo y actual capítulo describe la motivación que nos ha impulsado a llevar al cabo el proyecto. Se presentan los puntos principales del trabajo y el procedimiento que se ha seguido en el desarrollo. Se explica también la organización de los capítulos y la idea clave de cada uno de ellos.

Los capítulos tres y cuatro presentan las topologías de antenas formadas por dipolo delgado y espira delgada, respectivamente. En cada caso se ilustran

las características de las antenas, las simulaciones que se han realizado y los resultados obtenidos.

El capítulo cinco se centra en el caso de antenas impresas. Está dividido en dos apartados correspondientes a las topologías de parche rectangular y dipolo antipodal. Igualmente están presentes las características de las antenas, las simulaciones realizadas y los resultados obtenidos, aunque debido a las diferencias entre las topologías de antenas impresas y las de elementos resonantes la estructura del capítulo no es exactamente análoga a los anteriores.

El capítulo seis está dedicado a conclusiones y líneas futuras de trabajo. En él se comparan los resultados de este proyecto con los del estudio que se quiere repetir. Basándose en ambos, se han sacado conclusiones finales y a partir de ellas se sugieren algunos puntos de partida para futuras investigaciones.

Por último, se ha añadido un Anexo en el cual se adjuntan las referencias de la bibliografía.

## Capítulo 3: Dipolo Delgado

La primera topología con la que se va a trabajar es un array lineal compuesto por dipolos delgados  $\lambda/2$ . Las características de los elementos se pueden ver en la figura 3.01 y la colocación de las antenas se muestra en la figura 3.02. Las dimensiones están dadas en *mm*.

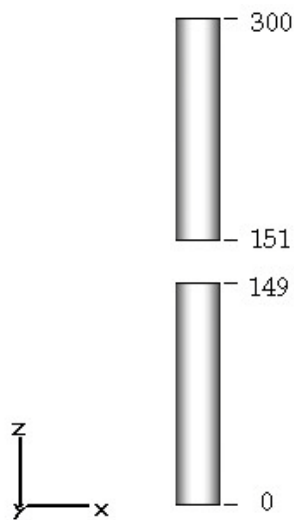


Figura 3.01

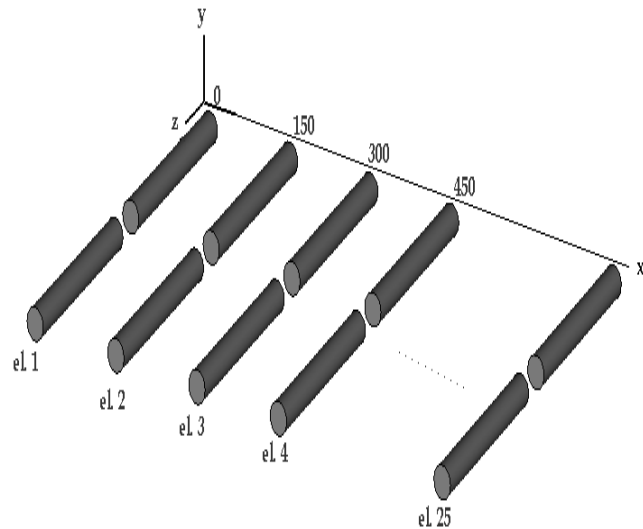


Figura 3.02

El dipolo delgado tiene una longitud total de 300mm. Está formado por dos cilindros iguales de radio 0.3mm y longitud 149mm cada uno. Entre las dos partes se ha dejado un espacio de 2mm reservado para la conexión de un puerto discreto.

Siendo un dipolo  $\lambda/2$ , la longitud de onda de trabajo teóricamente es  $\lambda = 600mm$  y la frecuencia de radiación  $f$  es de 0.5GHz (500MHz). Para comprobarlo en la práctica se ha realizado una simulación con el programa CST conectando un puerto discreto a un único dipolo y midiendo el parámetro  $S_{11}$  en condiciones de contorno de espacio abierto y para el rango de frecuencias de 0 a 1GHz. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 3.03

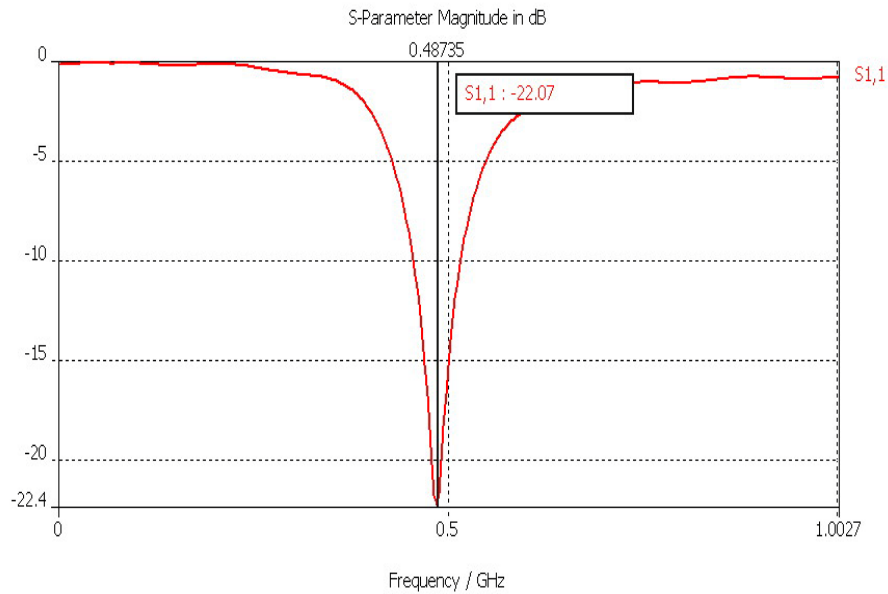


Figura 3.03

Se puede observar que el nulo de radiación se produce a  $0.487\text{GHz}$  y por tanto la longitud de onda real sería  $\lambda = 616\text{mm}$ . Los valores reales difieren poco de los valores teóricos por lo que los damos por válidos y se sigue trabajando con el mismo dipolo.

A continuación se va a demostrar la fenomenología de onda atrapada. Para ello se construye un array, se suministra alimentación al primero de sus puertos y se miden las corrientes inducidas en el resto de los puertos. Debido a que no se va a utilizar el método de los momentos (MoM), sino la herramienta CST, y por tanto no se dispone de formulación matemática, no se puede contar con valores de las intensidades de corriente previamente estimados. Sin embargo, basándose en las investigaciones que se han estudiado, sabemos que una onda atrapada no sigue las leyes de radiación y consiste en corrientes muy parecidas en cada puerto de manera que para determinar la existencia de nuestra onda atrapada buscaremos magnitudes de corriente constante o levemente oscilante. La herramienta que se ha elegido para analizar los datos de las simulaciones es Matlab. Se han creado funciones con el fin de procesar la información procedente de CST y representarla.

El array consiste en 25 dipolos  $\lambda/2$  idénticos a los representados al principio del capítulo. En teoría, una buena separación entre los elementos de un array es una cuarta parte de la longitud de onda que se espera que cada antena va a radiar, por tanto la distancia que se ha elegido es  $\lambda/4$  con una orientación según el eje de coordenadas Z (figura 3.02). A cada dipolo se ha conectado un puerto discreto de  $75\Omega$  que se va a monitorizar.

Una vez construido el array se establecen las condiciones de simulación. Las unidades con las que se va a trabajar son *mm* para las distancias y *GHz* para las frecuencias. El background material es normal de constante de permisividad  $\varepsilon = 1$  y constante de permeabilidad  $\mu = 1$ . Las condiciones de contorno son las del espacio abierto y el rango de frecuencias de 0 a 1 *GHz*.

La primera visualización que se obtiene del comportamiento del array es la que proporciona CST. En ella se presentan las corrientes de cada puerto para cada frecuencia del rango establecido, como se puede ver en la figura 3.04.

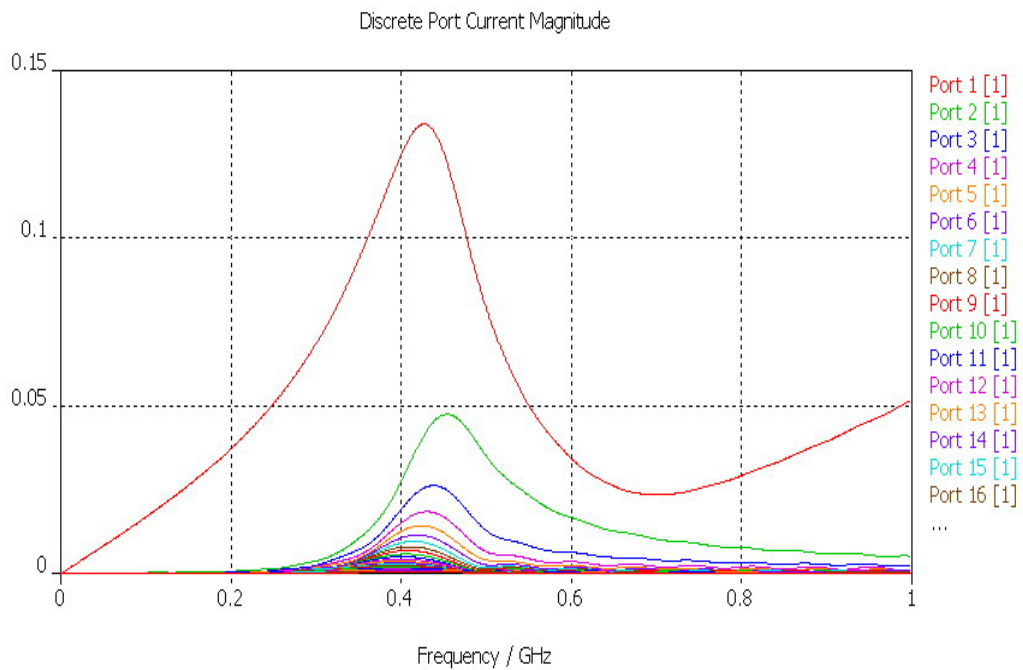


Figura 3.04

Se puede observar que para la frecuencia de radiación,  $f = 0.487\text{GHz}$ , las corrientes caen a partir del puerto 2 según las leyes de radiación. Se aprecia también que los valores de las corrientes para el rango de frecuencias de 0 a 0.4 *GHz* son muy pequeños y prácticamente constantes. Sin embargo, a rasgos generales la gráfica es poco representativa por lo que se han exportado los datos a Matlab para poder procesarlos y verlos desde otro punto de vista.

El primer paso del procesado de los datos es crear una matriz de  $1001 \times 25$  donde 1001 son las frecuencias del rango 0-1*GHz* y 25 son los puertos discretos del array. La matriz contiene los valores de las corrientes para cada frecuencia y cada puerto. A partir de aquí comprobamos la radiación del array a la frecuencia de radiación para la cual ha sido diseñado. La figura 3.05 muestra las corrientes de los 25 puertos correspondientes a  $f = 0.487\text{GHz}$ . En una escala logarítmica, se aprecia claramente la caída lineal de la magnitud de la corriente

en cada puerto sucesivo lo cual se corresponde con las leyes de radiación esperadas.

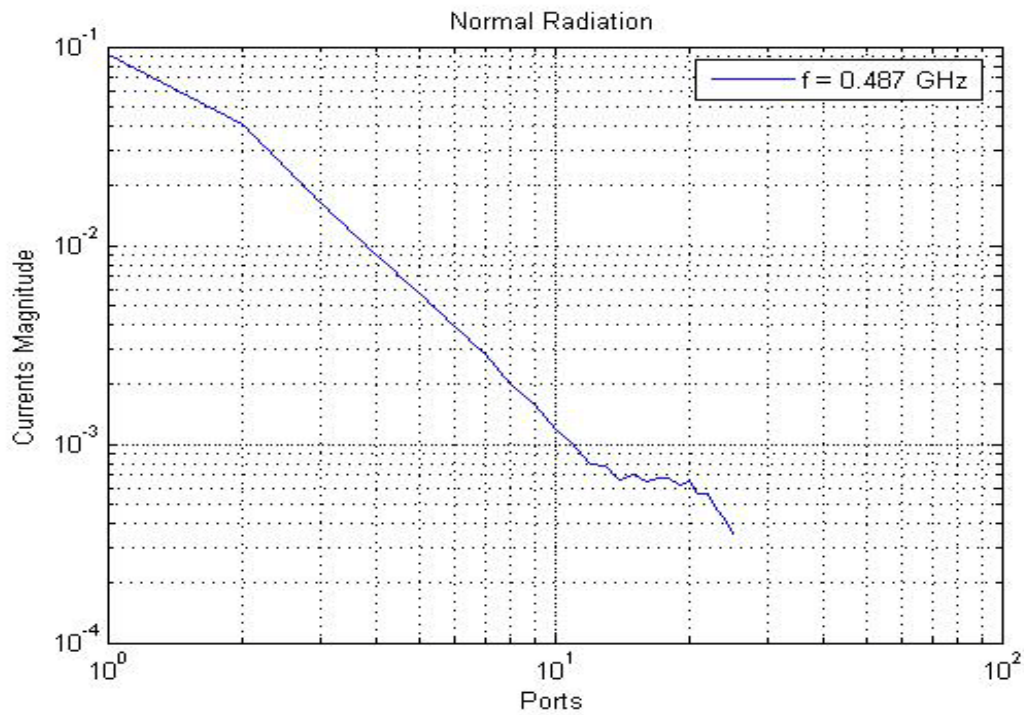


Figura 3.05

A continuación nos centramos en la onda atrapada. Mediante simulaciones se han buscado rangos de frecuencia para los que las amplitudes de las corrientes varían poco y no presentan caídas lineales. Se ha encontrado que cumplen estas características las corrientes del intervalo de frecuencias  $0.15 - 0.17 \text{ GHz}$ . (figura 3.06)

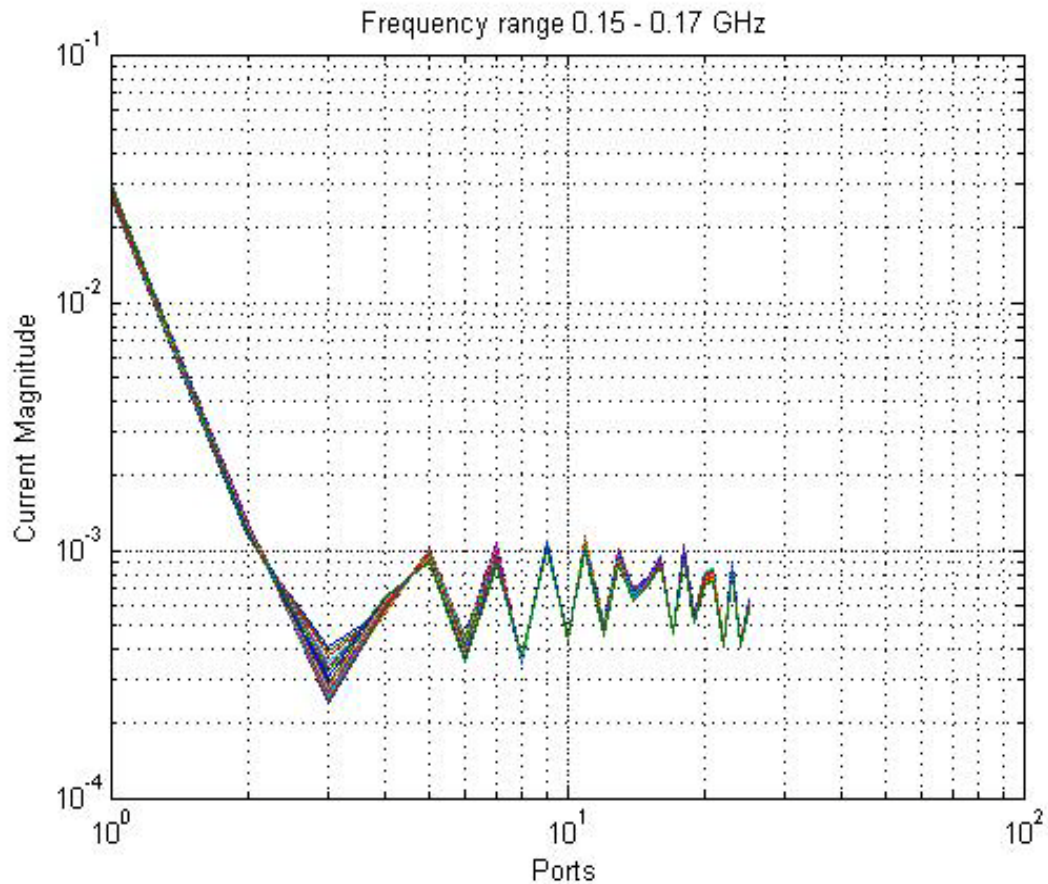


Figura 3.06

La figura 3.07 hace un contraste detallado entre una onda progresiva y la onda atrapada. Como ya se ha visto (figura 3.05), la amplitud de la corriente de la onda progresiva, cuando se representa en escala logarítmica, tiene una caída lineal. Por lo contrario, la amplitud de la corriente de la onda atrapada cae linealmente entre el puerto 1 y el puerto 3 pero mantiene un rizado prácticamente constante entre los puertos 4 y 25. Eso indica que para el rango de frecuencias en el que se encuentran las ondas atrapadas casi la totalidad de la energía suministrada por el puerto excitado se radia entre los dos primeros puertos. Mientras, una pequeña cantidad se ve reflejada por los elementos del array sin poder radiarse por completo, formando así una onda atrapada.



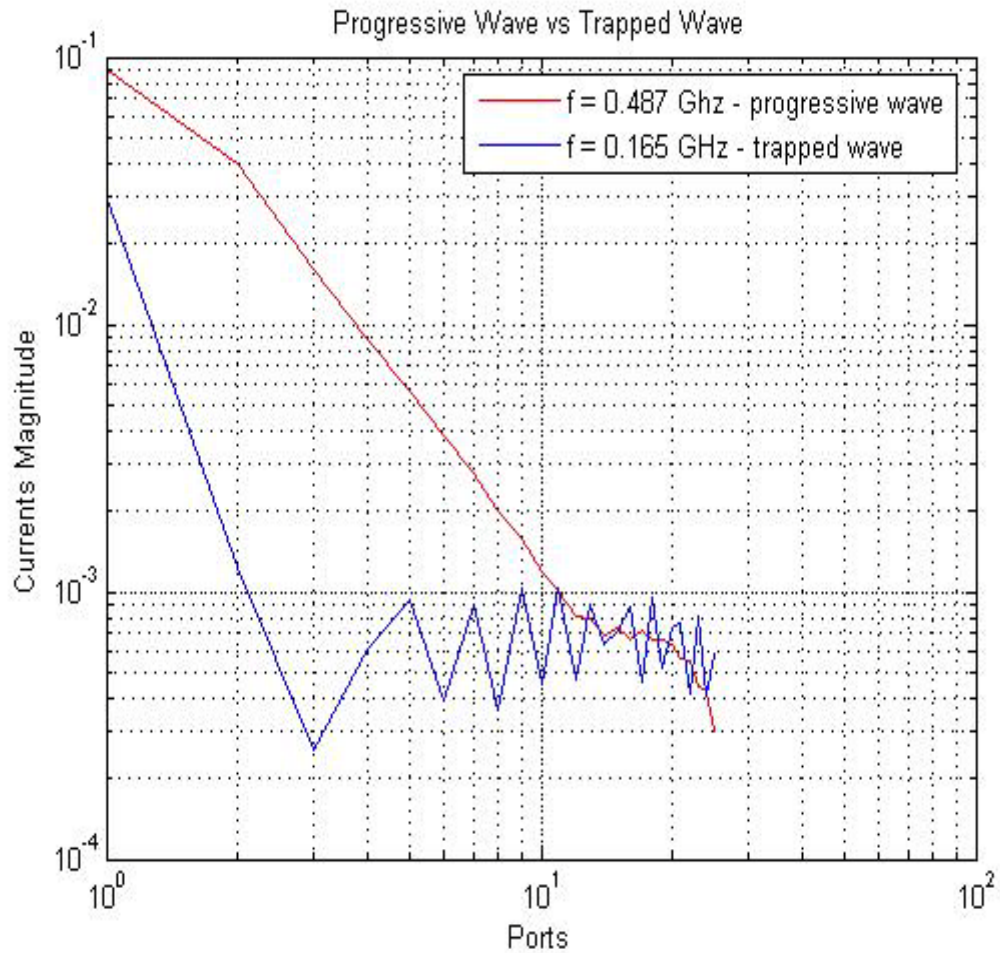


Figura 3.07

Una perspectiva tridimensional de la onda atrapada se puede ver en la figura 3.08 donde el eje de coordenadas X representa los puertos del array de 1 a 25, el eje de coordenadas Y representa las frecuencias en GHz de 0 a 1 y el eje de coordenadas Z representa la magnitud de la corriente en A correspondiente a cada puerto y cada frecuencia. La escala de colores indica la intensidad de radiación, siendo el color rojo el máximo de radiación y el color azul, el mínimo.



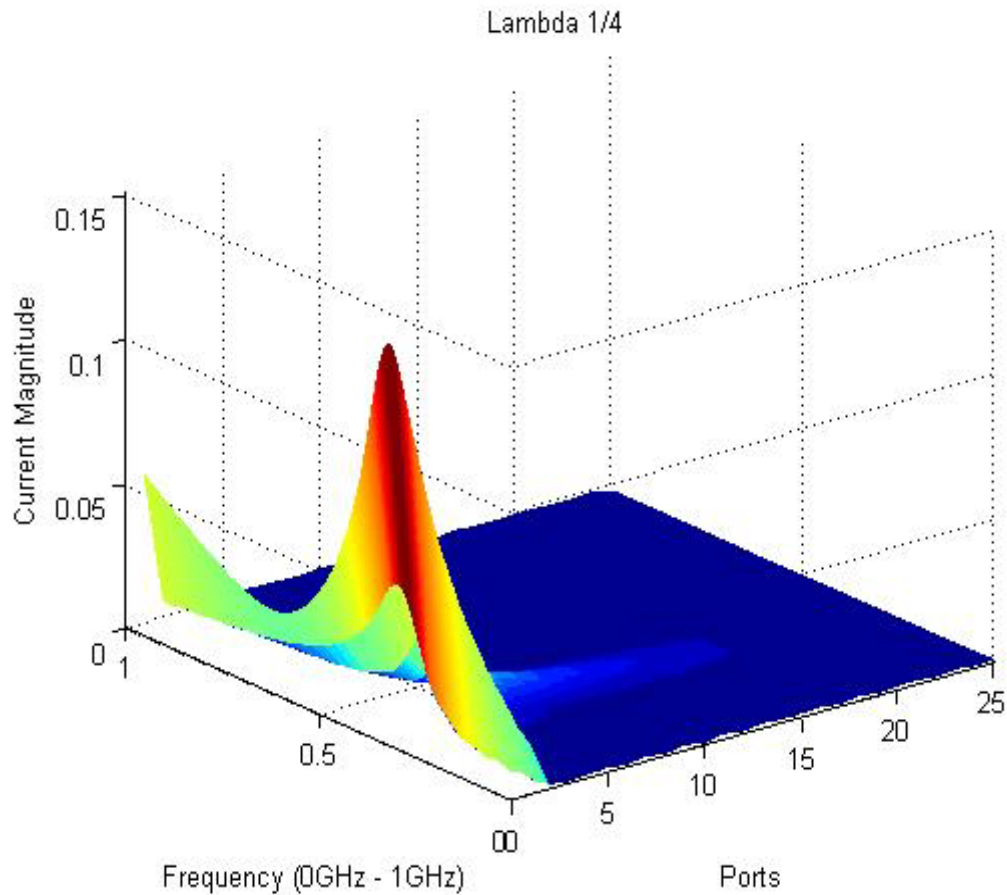


Figura 3.08

Con todo lo anterior se ha comprobado la existencia de una onda atrapada en un array excitado por un solo puerto cuando la distancia  $a$  entre los elementos es de  $\lambda/4$ .

A continuación, se ha decidido hacer un estudio del comportamiento de la onda al variar el parámetro  $a$  manteniendo el resto de las características del array. Parametrizar la distancia entre los elementos del array supone cambiar la intensidad del acoplamiento mutuo entre ellos. Se espera que cuanto mayor es el acoplamiento mutuo, mejor se aprecie la onda atrapada. Por lo contrario, cuanto más distancia separa los elementos, la onda atrapada se manifiesta menos. Para trabajar se han elegido valores de  $a$  múltiplos de  $\lambda/2$ , formando el conjunto  $[\lambda/64, \lambda/32, \lambda/16, \lambda/8, \lambda/4, \lambda/2, \lambda]$ . Con CST se han hecho simulaciones para cada  $a$  y después se han procesado los datos con Matlab de forma idéntica que en el caso del array  $\lambda/4$  con el que se ha demostrado la fenomenología de onda. Para apreciar mejor el cambio que experimenta la onda atrapada según la fuerza del acoplo mutuo en la figura 3.09 se ilustra una única onda para las distintas distancias. Ésta es la que corresponde a la frecuencia  $f = 0.165$  y que se ha considerado la más representativa (figura 3.07).

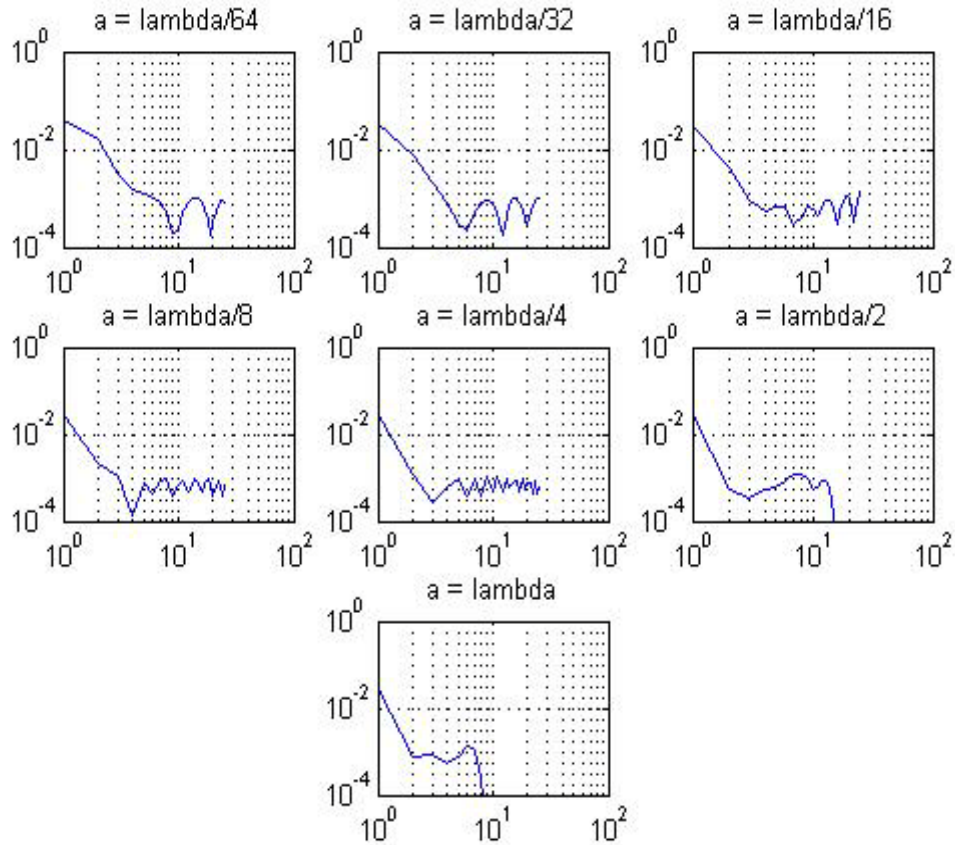


Figura 3.09

Se puede observar que para distancias muy pequeñas ( $\lambda/64$ ,  $\lambda/32$ ) la onda atrapada se manifiesta pero tiene un rizado muy grande. Eso se debe a que cada dipolo radia la energía que ha incidido sobre él afectando a varias antenas a su alrededor. Se crea así una fuerte superposición de ondas incidentes sobre cada elemento que se traduce en una magnitud de la corriente mayor de lo que se espera.

Para distancias medianas ( $\lambda/16$ ,  $\lambda/8$ ,  $\lambda/4$ ), la influencia de los elementos uno sobre otro disminuye y también disminuye el rizado de la onda atrapada.

Para distancias comparables con la longitud de onda de un dipolo ( $\lambda/2$ ,  $\lambda$ ) el acoplo mutuo de las antenas se debilita de tal manera que apenas llega energía para incidir sobre los últimos elementos del array. Se puede ver que la magnitud de la corriente en los últimos puertos decae de forma brusca llegando a valores nulos para distancias superiores a  $\lambda$ . Se observa también que la onda atrapada empieza a perderse a partir de  $a = \lambda/2$ .

La figura 3.10 muestra la misma comparación desde un punto de vista tridimensional.

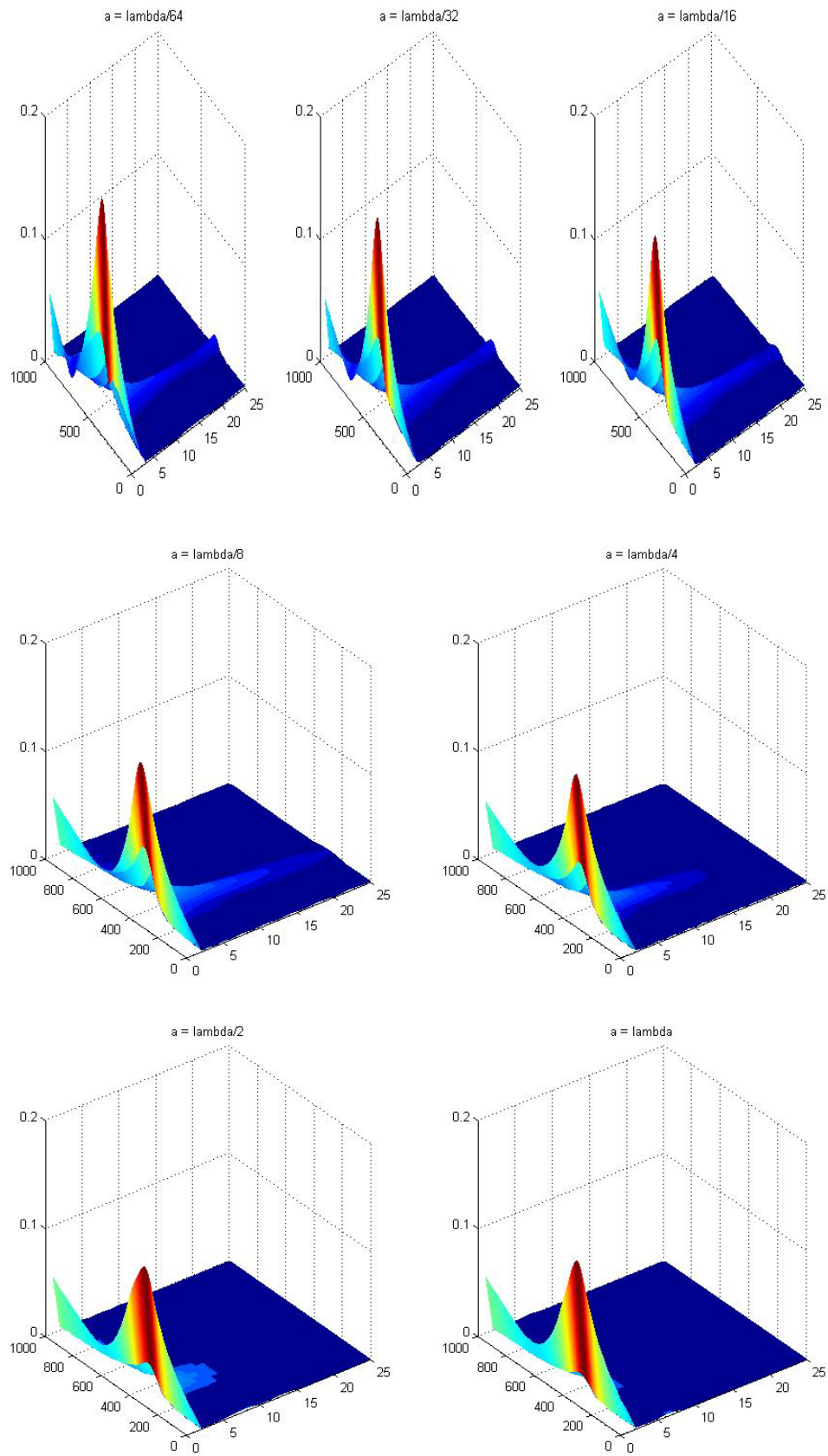


Figura 3.10

De nuevo el color rojo corresponde al máximo de radiación y el color azul al mínimo. Se puede apreciar la intensidad de la onda atrapada para las distancias entre  $\lambda/64$  y  $\lambda/8$  y como ésta empieza a disminuir para distancias superiores a  $\lambda/4$ .

Una vez confirmado que la onda atrapada varía según la fuerza del acoplo mutuo entre los elementos del array, se buscará las funciones que describen la caída de la intensidad de la corriente según la distancia  $a$ . Para ello, con la ayuda de matlab, se crea una matriz de  $25 \times 6$  que contiene las corrientes correspondientes a cada puerto y cada distancia. El número de filas representa los puertos del 1 a 25 y el número de columnas las distancias de  $\lambda/32$  a  $\lambda$ . Utilizando la función *spline* de matlab se ha hecho una interpolación de los valores de las corrientes y se han dibujado las funciones. La distancia  $\lambda/64$  se ha omitido por limitaciones de la función *spline*.

En la figura 3.11 se presenta una vista conjunta de todas las funciones obtenidas.

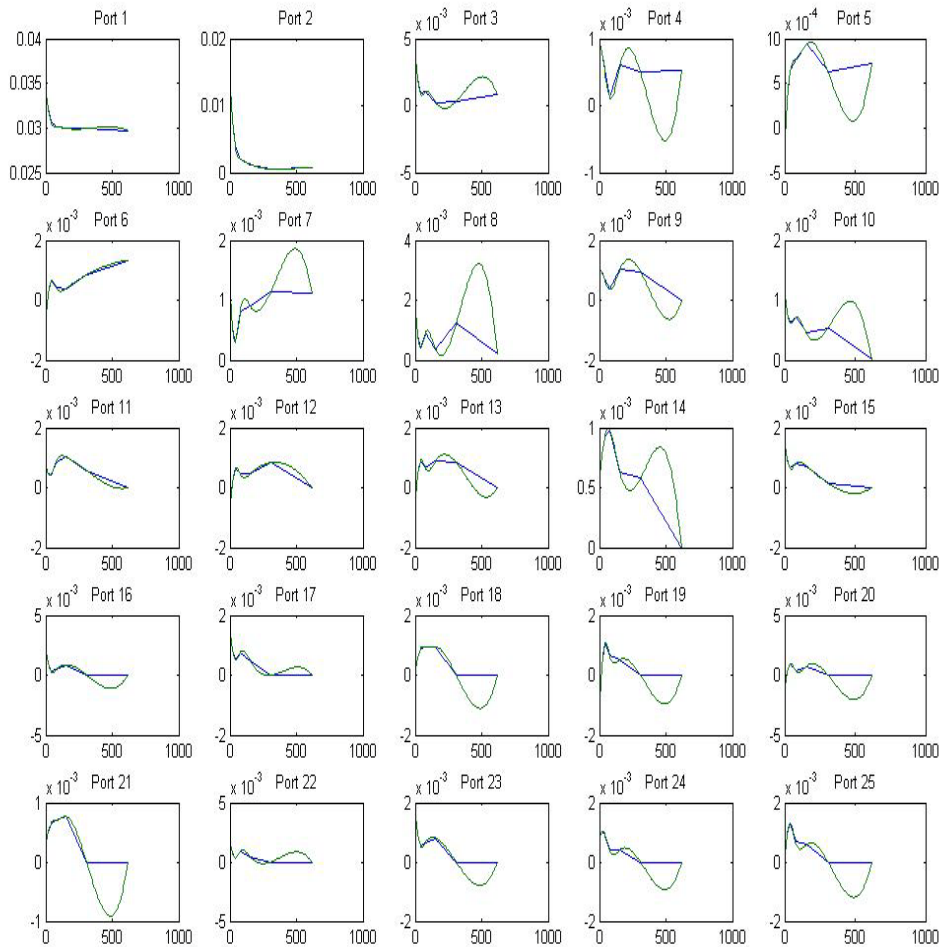


Figura 3.11

La figura 3.12(a) muestra las funciones sobre la misma gráfica para facilitar la visualización y por tanto la comparación de las curvas. La figura 3.12 (b) es una copia ampliada de las mismas.

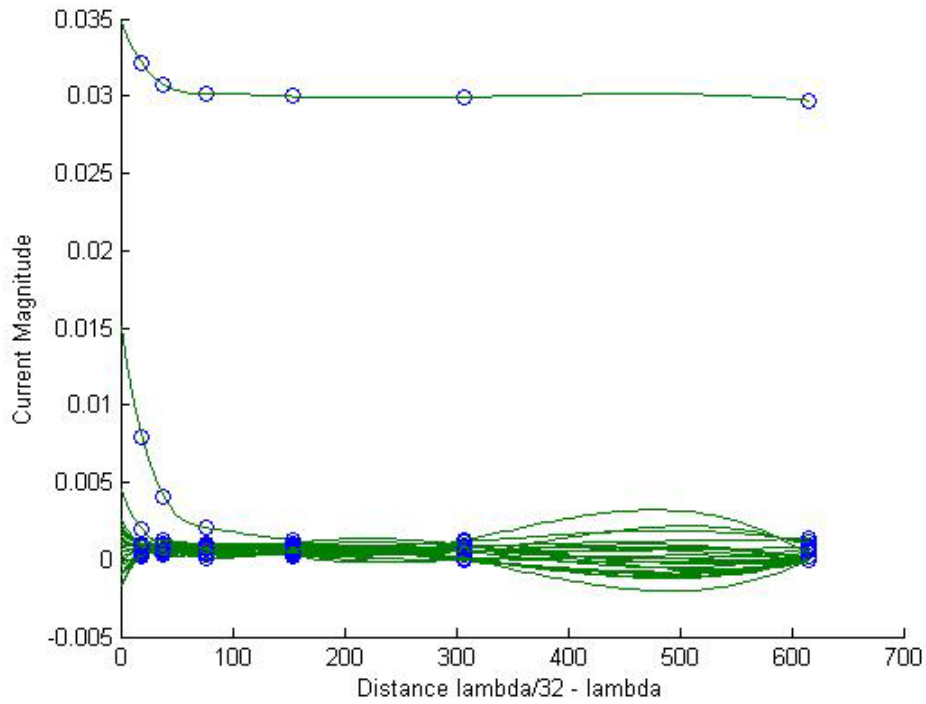


Figura 3.12(a)

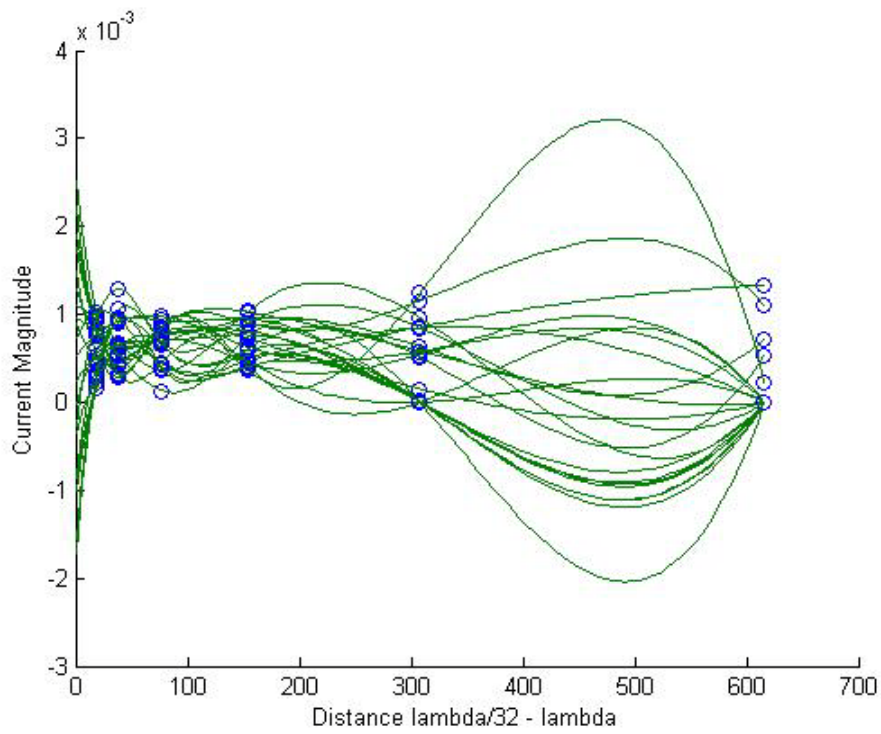


Figura 3.12 (b)

Se observa que las corrientes son parecidas pero no hay una relación que se pueda aplicar a todas ellas. Es decir, el acoplamiento mutuo no sigue una ley determinada y afecta de manera aleatoria a cada uno de los puertos. Hay que destacar que, según la teoría contemplada en el capítulo de introducción, se esperaba que en una estructura de dipolos  $\lambda/2$  la caída del acoplamiento mutuo según la distancia sea  $1/r^2$ . Sin embargo, los resultados obtenidos son válidos, ya que los estudios que se han hecho aquí se han particularizado para la frecuencia de la onda atrapada y ésta por si misma modifica el acoplo mutuo debido a la reflexión continua en los bordes del array.

## Capítulo 4: Espira Delgada

En este capítulo la topología con la que se va a trabajar es un array lineal compuesto por espiras delgadas. Las características de los elementos se pueden ver en la figura 4.01 y la colocación de las antenas se muestra en la figura 4.02. Las dimensiones están dadas en *mm*.

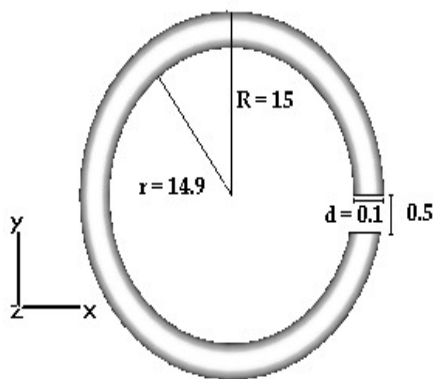


Figura 4.01

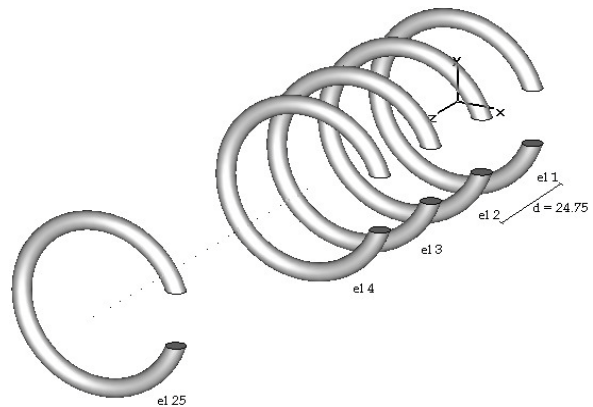


Figura 4.02

La espira delgada tiene un radio externo de  $15\text{mm}$ , un radio interno de  $14.9\text{mm}$  y por tanto un diámetro del toroide de  $0.1\text{mm}$ . Está formada por una sola pieza a la que se ha dado un corte transversal de  $2\text{mm}$  formando así un espacio reservado para la conexión de un puerto discreto.

Siendo la longitud de la espira  $2\pi R$ , la onda de trabajo teóricamente es  $\lambda = 95\text{mm}$  y la frecuencia de radiación  $f$  es de  $3.1\text{GHz}$ . Para comprobarlo en la práctica, se ha realizado una simulación con el programa CST conectando un puerto discreto a una única espira y midiendo el parámetro  $S_{11}$  en condiciones de contorno de espacio abierto y para el rango de frecuencias de  $0$  a  $5\text{GHz}$ . Los resultados obtenidos se muestran en la figura 4.03



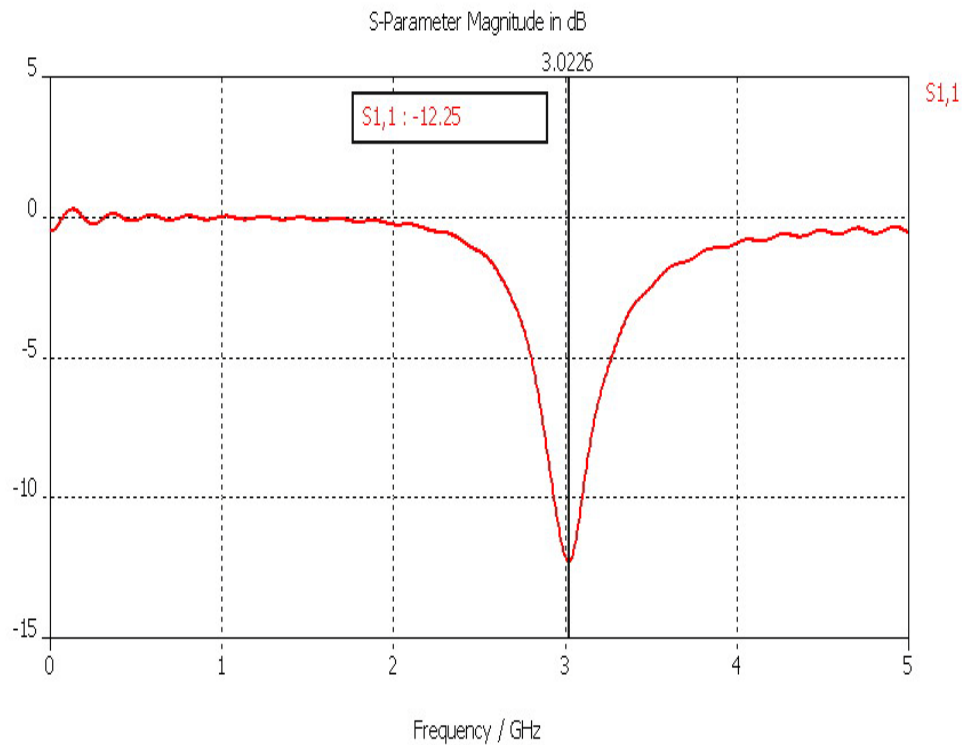


Figura 4.03

Se puede observar que el nulo de radiación se produce a  $3.0226\text{GHz}$  y por tanto la longitud de onda real sería  $\lambda = 99\text{mm}$ . Los valores reales difieren poco de los valores teóricos por lo que se consideran válidos y seguimos trabajando con la misma espira.

A continuación se va a demostrar la fenomenología de onda atrapada. Para ello, análogamente al capítulo anterior, se construye un array, se suministra alimentación al primero de sus puertos y se miden las corrientes inducidas en el resto de los puertos.

El array consiste en 25 espiras idénticas a las representadas al principio del capítulo. De nuevo, la separación entre los elementos es  $\lambda/4$  y la orientación sigue siendo el eje de coordenadas  $Z$  (figura 4.02). A cada espira se ha conectado un puerto discreto de  $75\Omega$  que se va a monitorizar.

Una vez construido el array se establecen las condiciones de simulación. Las unidades con las que se va a trabajar son  $\text{mm}$  para las distancias y  $\text{GHz}$  para las frecuencias. El background material es normal de constante de permisividad  $\epsilon = 1$  y constante de permeabilidad  $\mu = 1$ . Las condiciones de contorno son las del espacio abierto. En este caso se disminuye el rango de frecuencias es de  $0\text{-}5\text{GHz}$  a  $1\text{-}4\text{GHz}$ . El cambio se ha hecho para conseguir mejor precisión a la hora de procesar los datos en Matlab buscando la onda atrapada.



La primera visualización que se obtiene del comportamiento del array es la que proporciona CST. En ella se presentan las corrientes de cada puerto para cada frecuencia del rango establecido, como se puede ver en la figura 4.04.

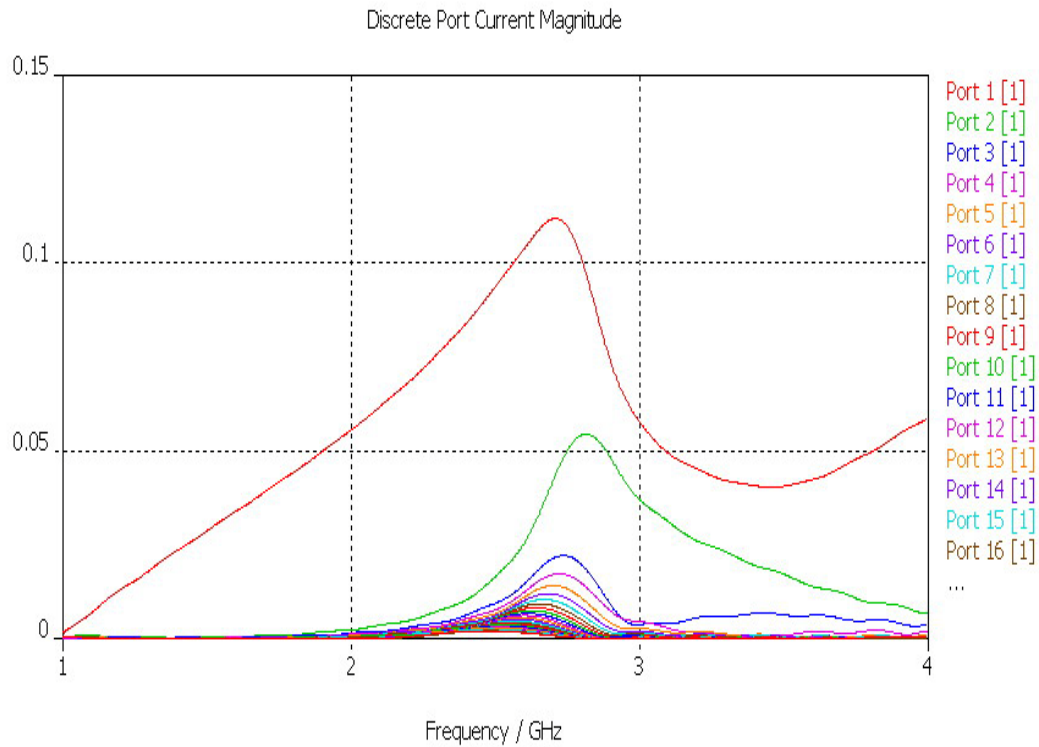


Figura 4.04

Se puede observar que para la frecuencia de radiación,  $f = 3.0226\text{GHz}$ , las corrientes caen a partir del puerto 2 según las leyes de radiación. Se aprecia también que los valores de las corrientes para el rango de frecuencias de 0 a 2 GHz son muy pequeños y prácticamente constantes. Sin embargo, a rasgos generales la gráfica vuelve a ser poco representativa por lo que hemos exportado los datos a Matlab para poder procesarlos y verlos desde otro punto de vista.

El primer paso del procesamiento de los datos es crear una matriz de  $1001 \times 25$  donde 1001 son las frecuencias del rango 1-4GHz y 25 son los puertos discretos del array. La matriz contiene los valores de las corrientes para cada frecuencia y cada puerto. A partir de aquí comprobamos la radiación del array a la frecuencia de radiación para la cual ha sido diseñado. La figura 4.05 muestra las corrientes de los 25 puertos correspondientes a  $f = 3.0226\text{GHz}$ . En una escala logarítmica, se aprecia claramente la caída lineal de la magnitud de la corriente

en cada puerto sucesivo lo cual se corresponde con las leyes de radiación esperadas.

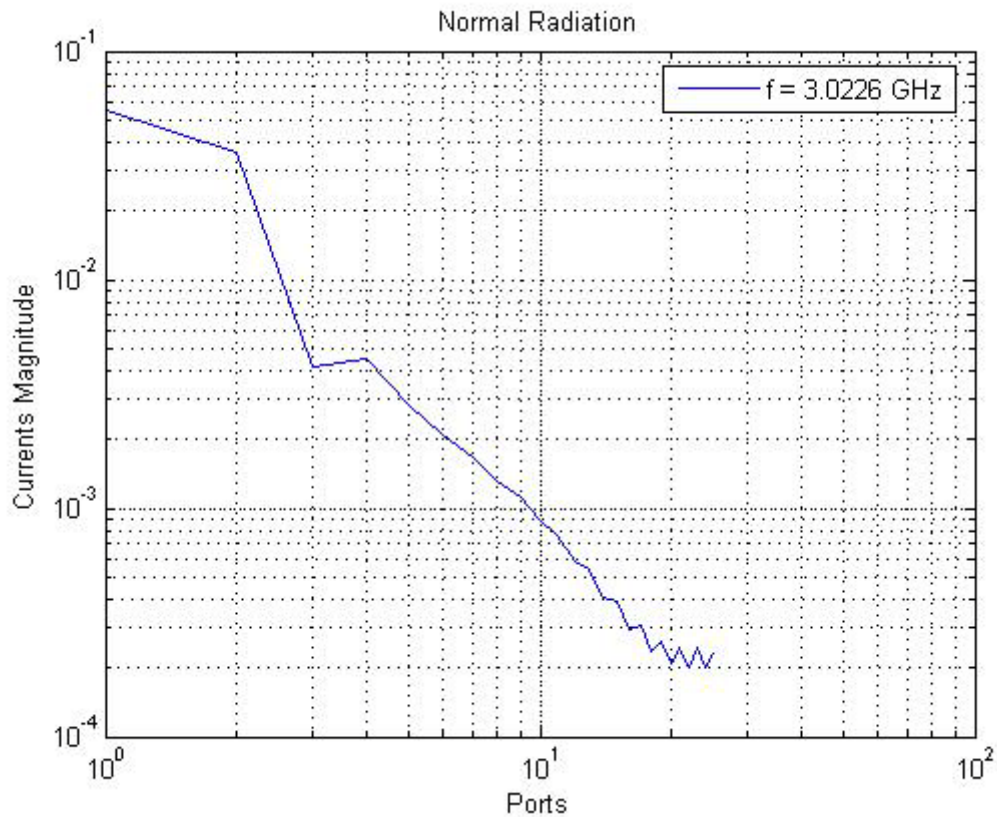


Figura 4.05

A continuación nos centramos en la onda atrapada. Mediante simulaciones se han buscado rangos de frecuencia para los que las amplitudes de las corrientes varían poco y no presentan caídas lineales. Se ha encontrado que cumplen estas características las corrientes del intervalo de frecuencias 1.13 – 1.18 GHz. (figura 4.06)

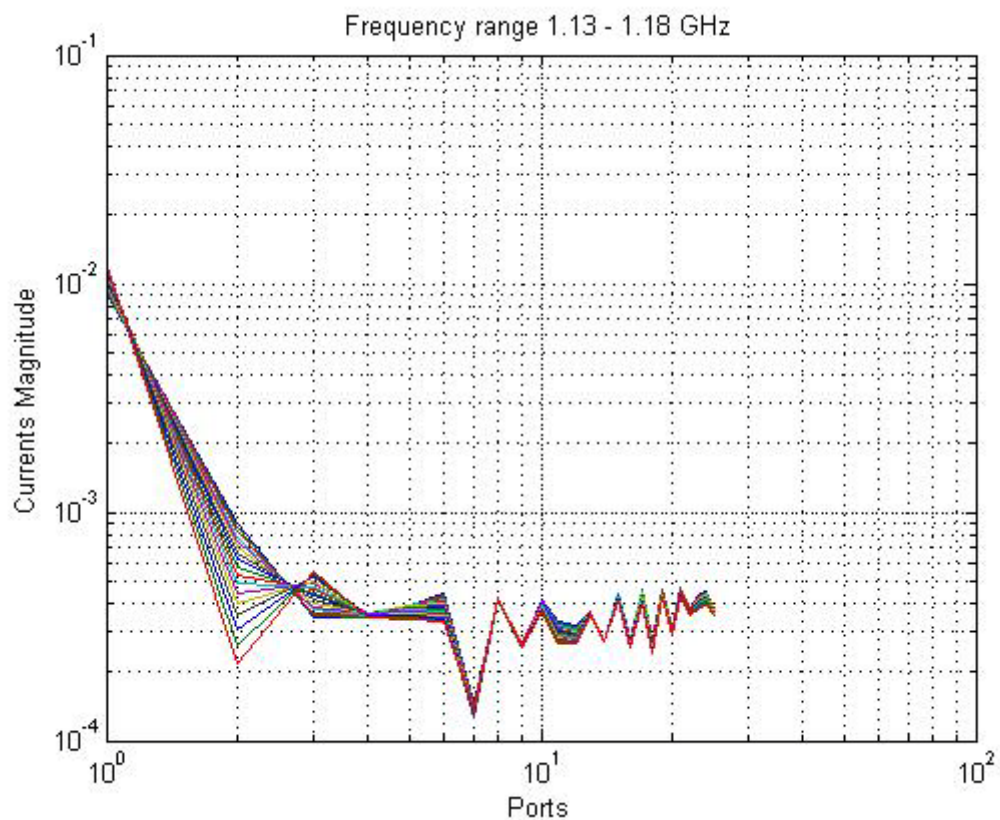


Figura 4.06

La figura 4.07 hace un contraste detallado entre la onda progresiva y la onda atrapada. Análogamente al capítulo anterior, se puede comprobar la caída lineal de la amplitud de la corriente de la onda progresiva, representada en escala logarítmica y el rizado que mantiene la amplitud de la corriente de la onda atrapada entre los puertos 4 y 25.

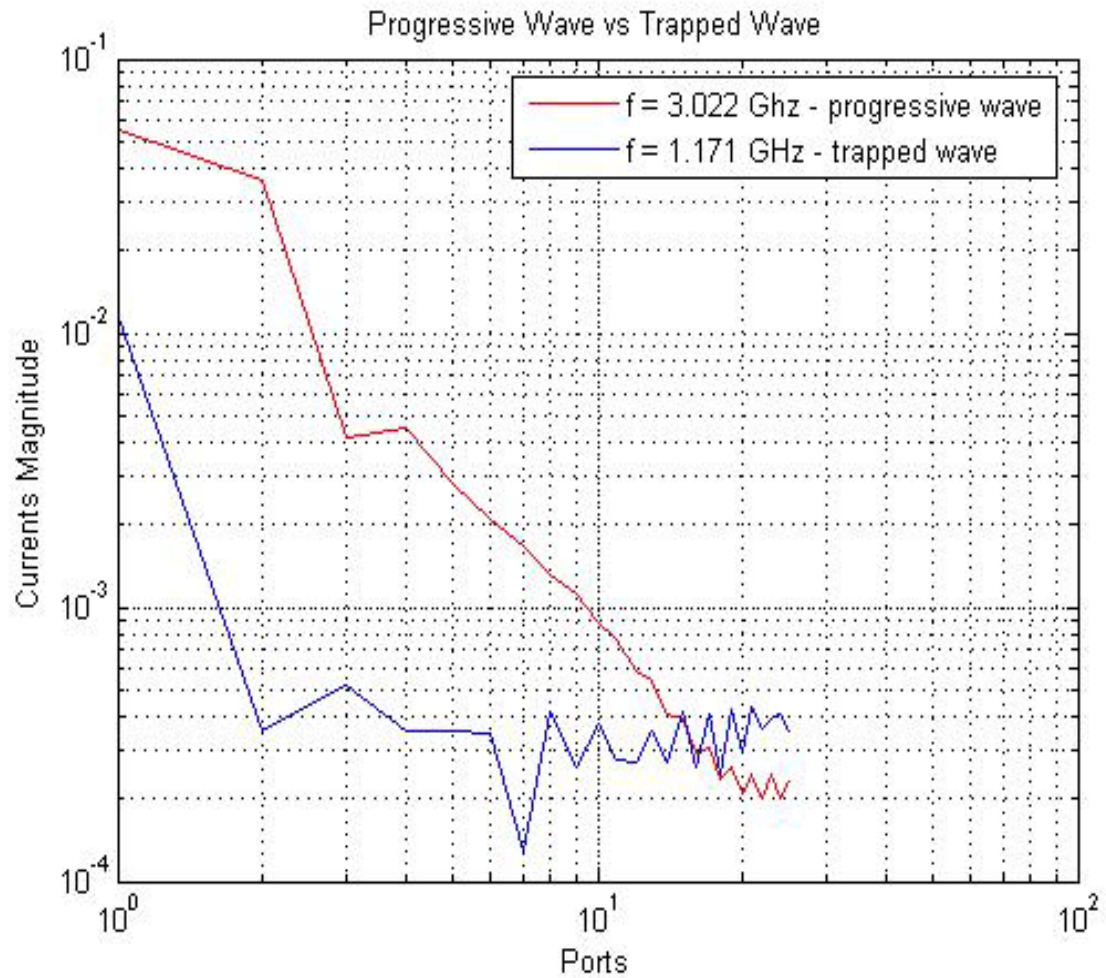


Figura 4.07

Una perspectiva tridimensional de la onda atrapada se puede ver en la figura 4.08 donde el eje de coordenadas X representa los puertos del array de 1 a 25, el eje de coordenadas Y representa las frecuencias en GHz de 1 a 4 y el eje de coordenadas Z representa la magnitud de la corriente en A correspondiente a cada puerto y cada frecuencia. La escala de colores indica la intensidad de radiación, siendo el color rojo el máximo de radiación y el color azul, el mínimo.

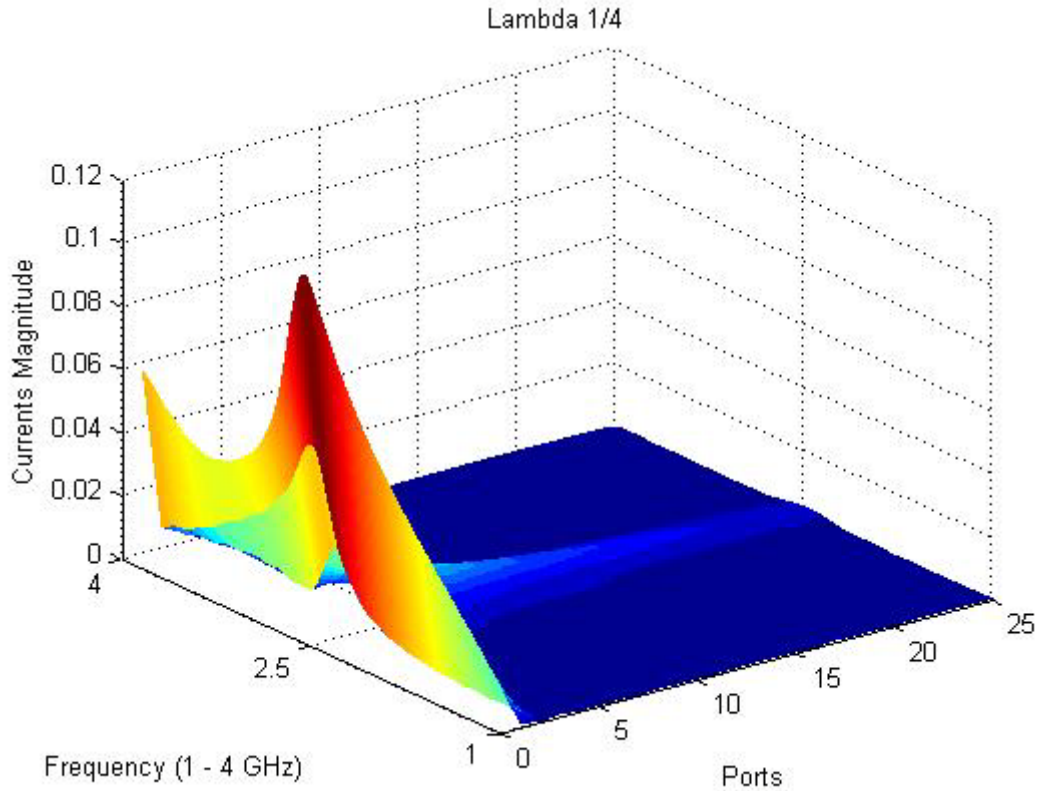


Figura 4.08

Con todo lo anterior, se ha comprobado la existencia de una onda atrapada en un array de espiras excitado por un solo puerto cuando la distancia  $a$  entre los elementos es de  $\lambda/4$ .

A continuación, se presenta el estudio del comportamiento de la onda al variar el parámetro  $a$  manteniendo el resto de las características del array. Para trabajar se han elegido valores de  $a$  múltiplos de  $\lambda/2$ , formando el conjunto  $[\lambda/32, \lambda/16, \lambda/8, \lambda/4, \lambda/2, \lambda]$ . Según las dimensiones de las antenas, el valor  $\lambda/64$  correspondería a  $1.54mm$ . Por ser demasiado pequeño físicamente, en este caso no se incluye en el conjunto de parámetros. Con CST se han hecho simulaciones para cada  $a$  y después se han procesado los datos con Matlab de forma idéntica que en el caso del array  $\lambda/4$  con el que se ha demostrado la fenomenología de onda. Para apreciar mejor el cambio que experimenta la onda atrapada según la fuerza del acoplo mutuo en la figura 4.09 se ilustra una única onda para las distintas distancias. Ésta es la que corresponde a la frecuencia  $f = 1.171$  y que se ha considerado la más representativa (figura 4.07).



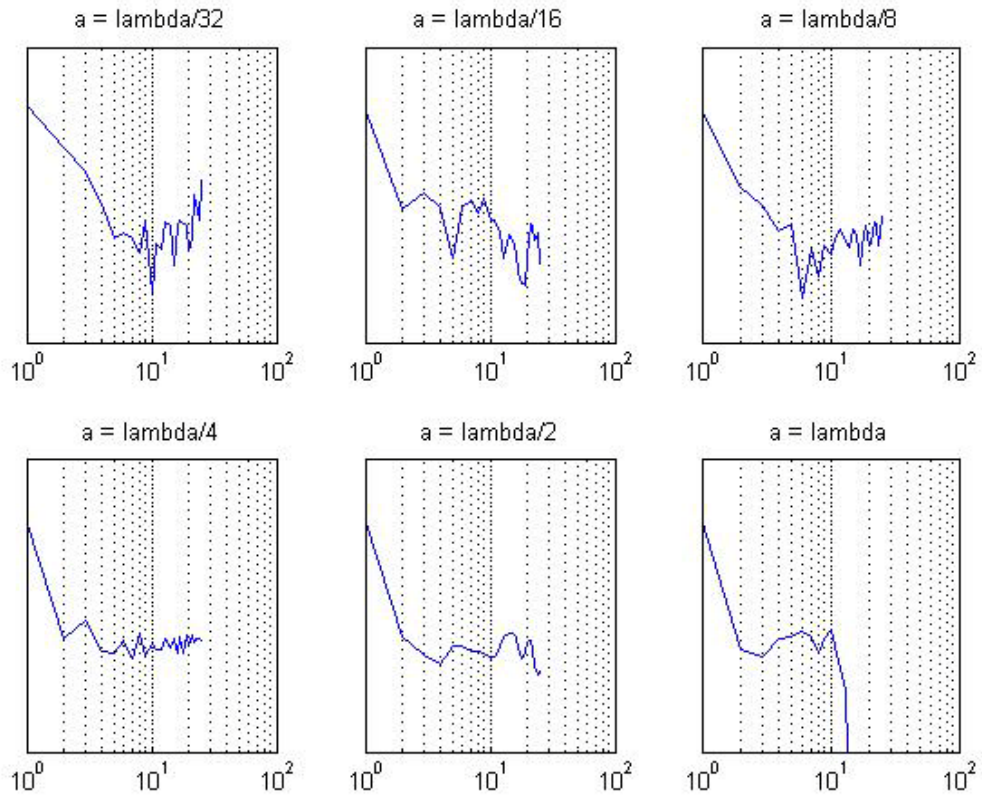


Figura 4.09

Se puede observar que, para distancias muy pequeñas ( $\lambda/32$ ,  $\lambda/16$ ), el acoplamiento mutuo es tan fuerte que modifica por completo la onda atrapada. Eso se debe a que la distancia entre las espiras es tan pequeña que cada una de ellas tiene influencia sobre varias otras a su alrededor. Se crea así una fuerte superposición de ondas incidentes sobre cada elemento que se traduce en una magnitud de corriente inestable que incluso tiende a hacerse mayor en contra del esperado rizado constante.

Para distancias medianas ( $\lambda/8$ ,  $\lambda/4$ ) la influencia de los elementos uno sobre otro disminuye y también disminuye el rizado de la magnitud de las corrientes manifestándose así la onda atrapada tal y como se espera.

Para distancias comparables con la longitud de onda ( $\lambda/2$ ,  $\lambda$ ) el acoplo mutuo de las antenas se debilita de manera que la onda atrapada empieza a perderse y los valores de las corrientes en los últimos puertos llegan a ser prácticamente nulos.

La figura 4.10 muestra la misma comparación desde un punto de vista tridimensional.

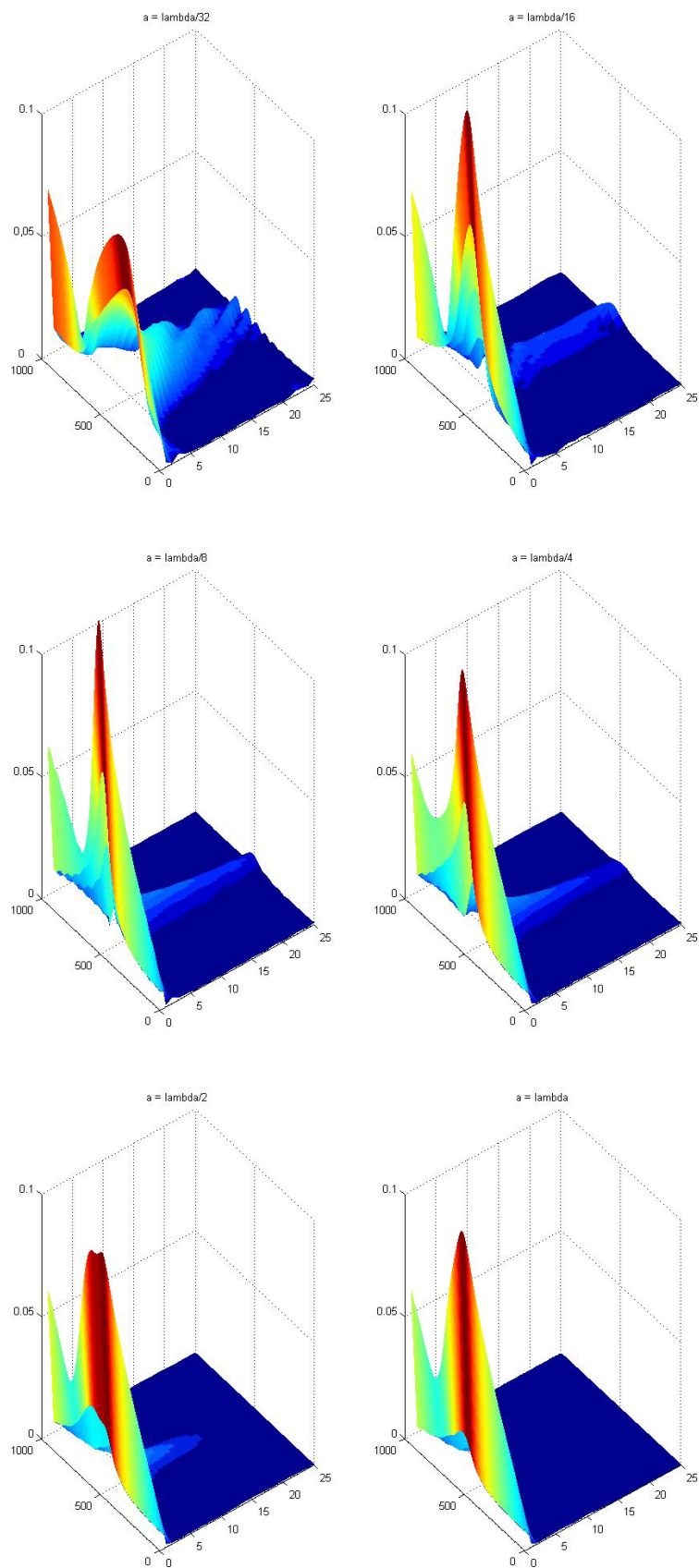


Figura 4.10

De nuevo, el color rojo corresponde al máximo de radiación y el color azul al mínimo. Se puede apreciar la fuerte perturbación que el acoplo mutuo provoca en la onda atrapada para las distancias de  $\lambda/32$  y  $\lambda/16$ . Se observa claramente la onda atrapada entre  $\lambda/8$  y  $\lambda/4$  y como ésta empieza a disminuir para distancias  $\lambda/2$  y superiores.

Demostrada la variación de la onda atrapada según la fuerza del acoplo mutuo entre los elementos del array, se buscan las funciones que describen la caída de la intensidad de la corriente según la distancia  $a$ . Para ello, con la ayuda de Matlab, se crea la matriz de  $25 \times 6$  que contiene las corrientes correspondientes a cada puerto y cada distancia. De nuevo, el número de filas representa los puertos del 1 a 25 y el número de columnas las distancias de  $\lambda/32$  a  $\lambda$ . Se ha hecho una interpolación de los valores de las corrientes y se han dibujado las funciones. La distancia  $\lambda/64$  se ha omitido por limitaciones de la función *spline* de Matlab, utilizada para la interpolación.

En la figura 4.11 se presenta una vista conjunta de todas las funciones obtenidas.

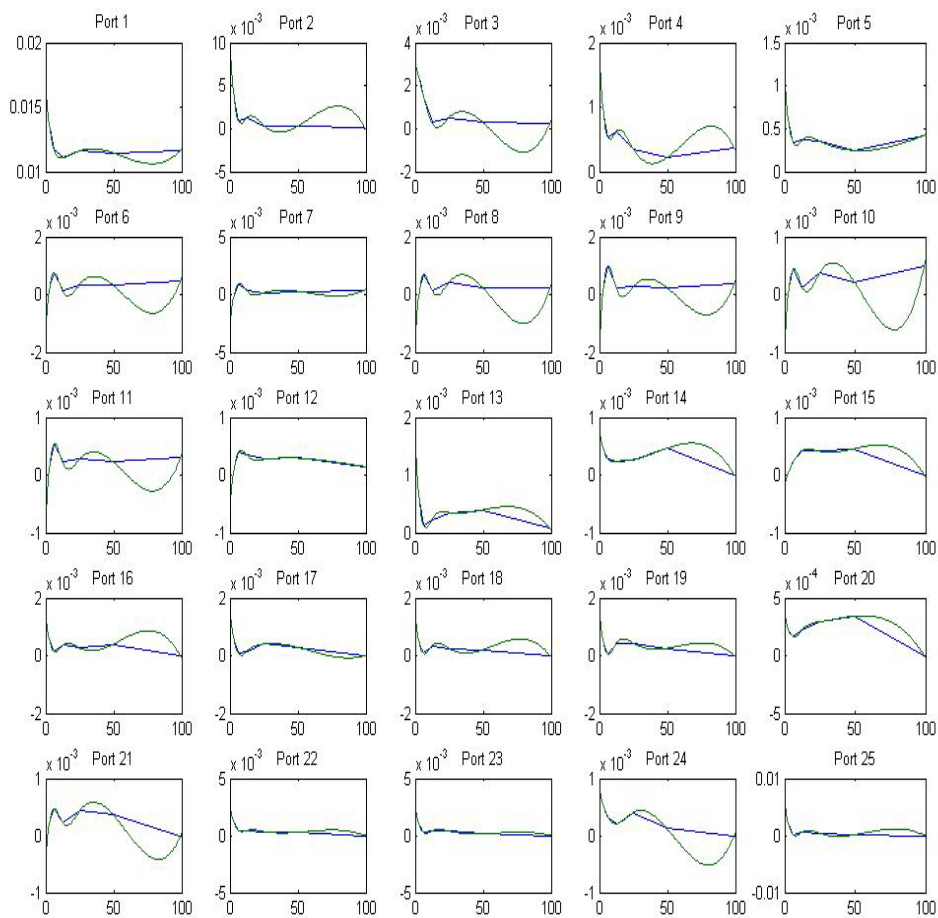


Figura 4.11



La figura 4.12(a) muestra las funciones sobre la misma gráfica para facilitar la visualización y por tanto la comparación de las curvas. La figura 4.12 (b) es una copia ampliada de las mismas.

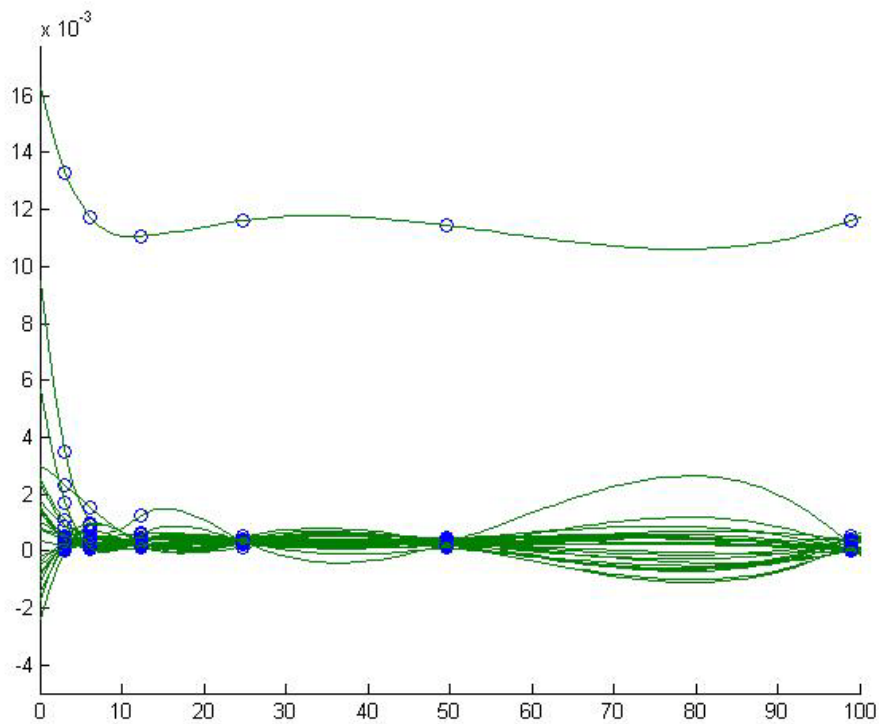


Figura 4.12(a)

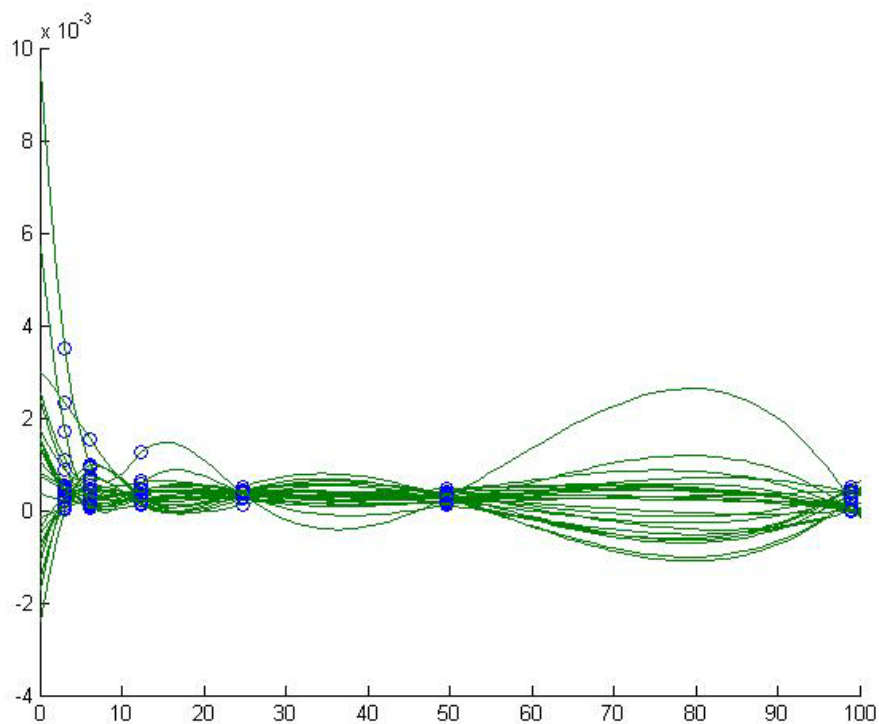


Figura 4.12 (b)

Análogamente al capítulo anterior, se observa que las corrientes son parecidas pero no hay una relación que se pueda aplicar a todas ellas. Es decir, en este caso, el acoplamiento mutuo tampoco sigue una ley determinada y afecta de manera aleatoria a cada uno de los puertos. El funcionamiento de una espira delgada es muy parecido al de un dipolo, de manera que aquí también se esperaba una caída del acoplamiento mutuo de  $1/r^2$ . De nuevo, los resultados obtenidos no contradicen la teoría, ya que la espira manifiesta una onda atrapada y los estudios que se han hecho se han particularizado para la frecuencia de ésta.

## Capítulo 5: Antenas Impresas

### a.) Parche Rectangular

En este apartado del capítulo 5 la topología con la que se va a trabajar es de un array lineal compuesto por parches rectangulares. Las características de los elementos se pueden ver en la figura 5.01 y la colocación de las antenas se muestra en la figura 5.02. Las dimensiones están dadas en *mm*.

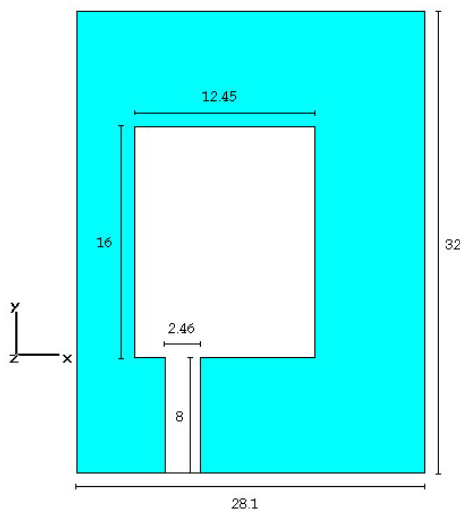


Figura 5.01

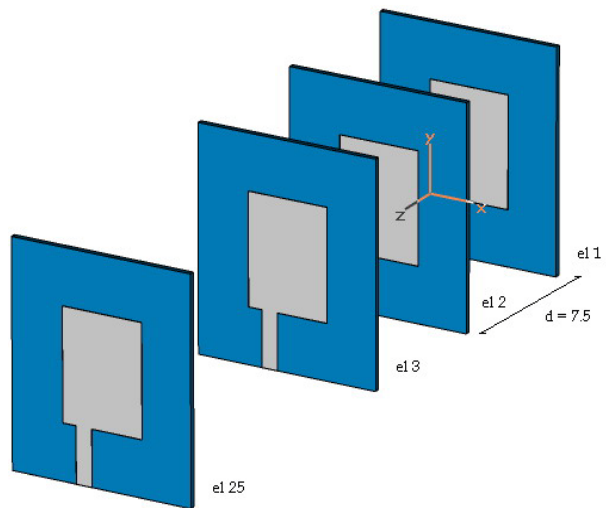


Figura 5.02

El parche rectangular está formado por un sustrato de constante de permisividad  $\epsilon = 2.2$  y dimensiones de  $28.1 \times 32 \times 0.794 \text{ mm}$ . Sobre él están impresos dos rectángulos que forman la antena de dimensiones  $12.45 \times 16 \text{ mm}$  y  $2.46 \times 8 \text{ mm}$ . Se ha conectado un puerto discreto entre la parte estrecha de la antena y el plano de masa.

Para comprobar la longitud de onda de la antena en la práctica, se ha realizado una simulación con el programa CST conectando un puerto discreto a un único parche y midiendo el parámetro  $S_{11}$  en condiciones de contorno de

espacio abierto y para el rango de frecuencias de 9 a 13GHz. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 5.03

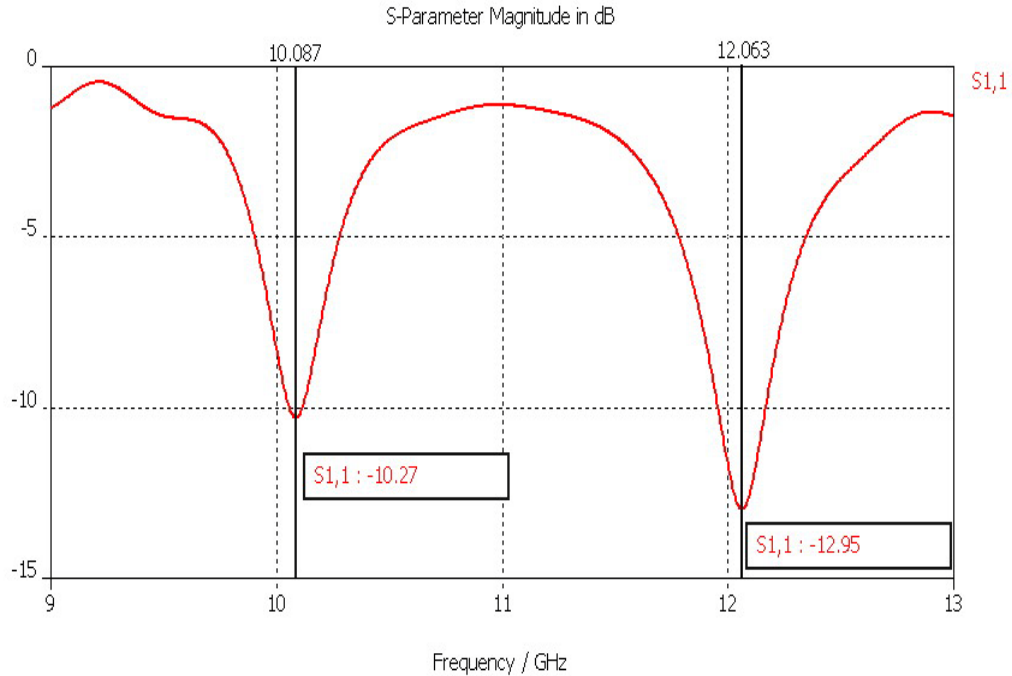


Figura 5.03

Para el rango de frecuencias con las que se ha hecho la simulación se pueden observar los dos primeros modos del parche que se excitan. El  $TM_{10}$  a  $f = 10.087\text{GHz}$  y el  $TM_{20}$  a  $f = 12.063\text{GHz}$ . Para trabajar nos centramos en el modo  $TM_{10}$  ya que define el principal haz de radiación. Según esto, la longitud de onda será  $\lambda = c/f = 30\text{mm}$ .

A continuación, se va a demostrar la fenomenología de onda atrapada. Para ello, análogamente a los capítulos anteriores, se construye un array, se suministra alimentación al primero de sus puertos y se miden las corrientes inducidas en el resto de los puertos.

El array consiste en 25 parches idénticos a las representadas al principio del capítulo. De nuevo, la separación entre los elementos es  $\lambda/4$  y la orientación sigue siendo el eje de coordenadas Z (figura 5.02). A cada parche se ha conectado un puerto discreto de  $75\Omega$  que se va a monitorizar.

Una vez construido el array, se establecen las condiciones de simulación. Las unidades con las que se va a trabajar son  $\text{mm}$  para las distancias y  $\text{GHz}$  para las frecuencias. El background material es normal de constante de permisividad

$\varepsilon = 1$  y constante de permeabilidad  $\mu = 1$ . Las condiciones de contorno son las del espacio abierto. El rango de frecuencias es de 9GHz a 13GHz.

La primera visualización que se obtiene del comportamiento del array es la que proporciona CST. En ella se presentan las corrientes de cada puerto para cada frecuencia del rango establecido, como se puede ver en la figura 5.04.

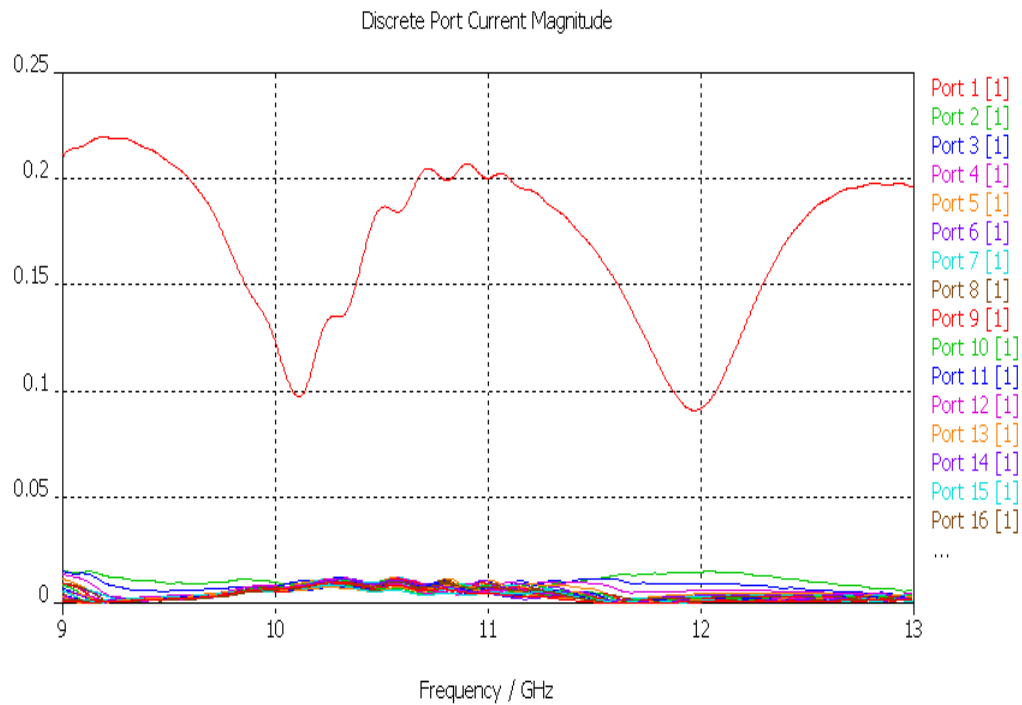


Figura 5.04

Se puede observar que los valores de las corrientes a partir del puerto 2 son muy pequeños. También se puede notar que, para la frecuencia de radiación del modo  $TM_{10}$ ,  $f_{10} = 10.087GHz$ , las corrientes prácticamente se superponen; mientras que, a la frecuencia del modo  $TM_{20}$ ,  $f_{20}=12.063GHz$ , éstas siguen la caída esperada. Sin embargo, a rasgos generales, la gráfica es muy poco representativa por lo que hemos exportado los datos a Matlab para poder procesarlos y verlos desde otro punto de vista.

El primer paso del procesamiento de los datos es crear una matriz de  $1001 \times 25$  donde 1001 son las frecuencias del rango 9-13GHz y 25 son los puertos discretos del array. La matriz contiene los valores de las corrientes para cada frecuencia y cada puerto. A partir de aquí se comprueba la radiación del array para ambas

frecuencias de radiación de los modos  $TM_{10}$  y  $TM_{20}$ . La figura 5.05 muestra las corrientes de los 25 puertos correspondientes a  $f_{10} = 10.086\text{GHz}$  y  $f_{20}=12.063\text{GHz}$ . Para la  $f_{20}=12.063\text{GHz}$ , en una escala logarítmica, se aprecia claramente la caída lineal de la magnitud de la corriente en cada puerto sucesivo lo cual se corresponde con las leyes de radiación esperadas. Sin embargo, para la  $f_{10} = 10.086\text{GHz}$ , se aprecia una caída lineal en los primeros 4 puertos y después aparece un rizado prácticamente constante.

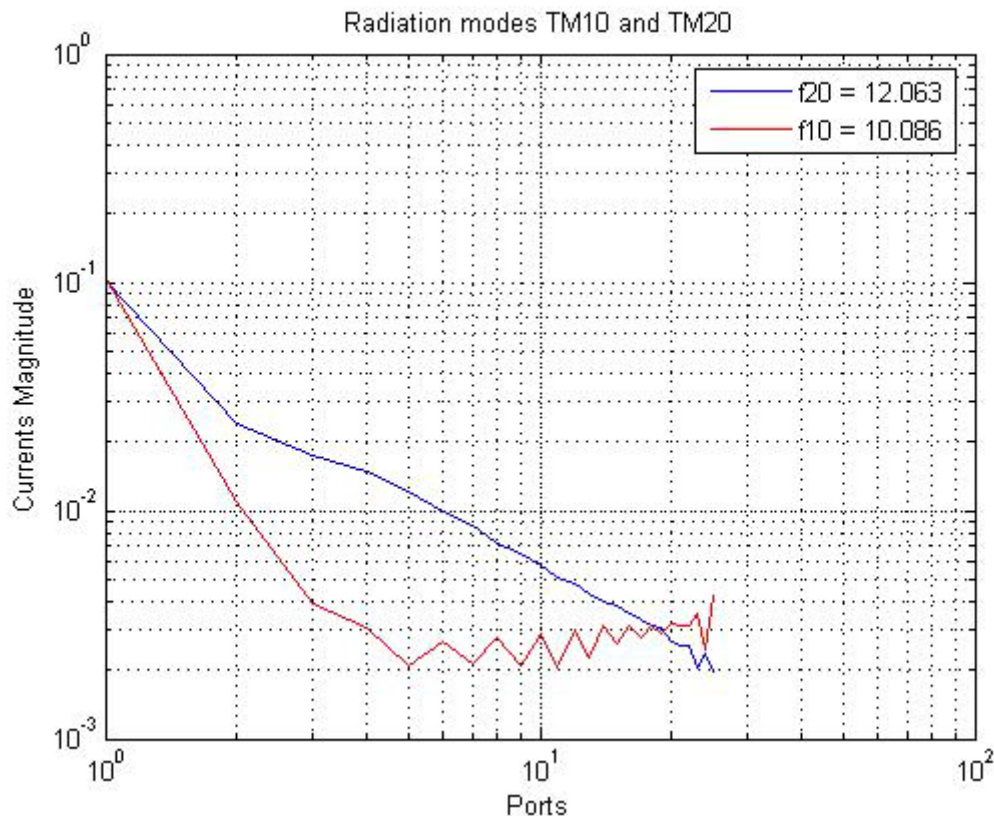


Figura 5.05

A la vista de la gráfica anterior y según la experiencia de los capítulos anteriores, se puede suponer que a la  $f_{10}$  se observa una onda atrapada. Sin embargo, al tratarse de una estructura con sustrato, el rizado puede deberse también a las corrientes superficiales que se crean al radiar la antenna. A continuación, se buscará la causa del rizado y por tanto demostrar o rechazar la existencia de una onda atrapada. En primer lugar se seguirá el método aplicado en los capítulos anteriores y mediante simulaciones se buscará rangos de frecuencia en los que las amplitudes de corriente varíen poco y no presenten caídas lineales. Se ha encontrado que cumplen estas características las corrientes del intervalo de frecuencias 10 - 10.6 GHz. (figura 5.06)

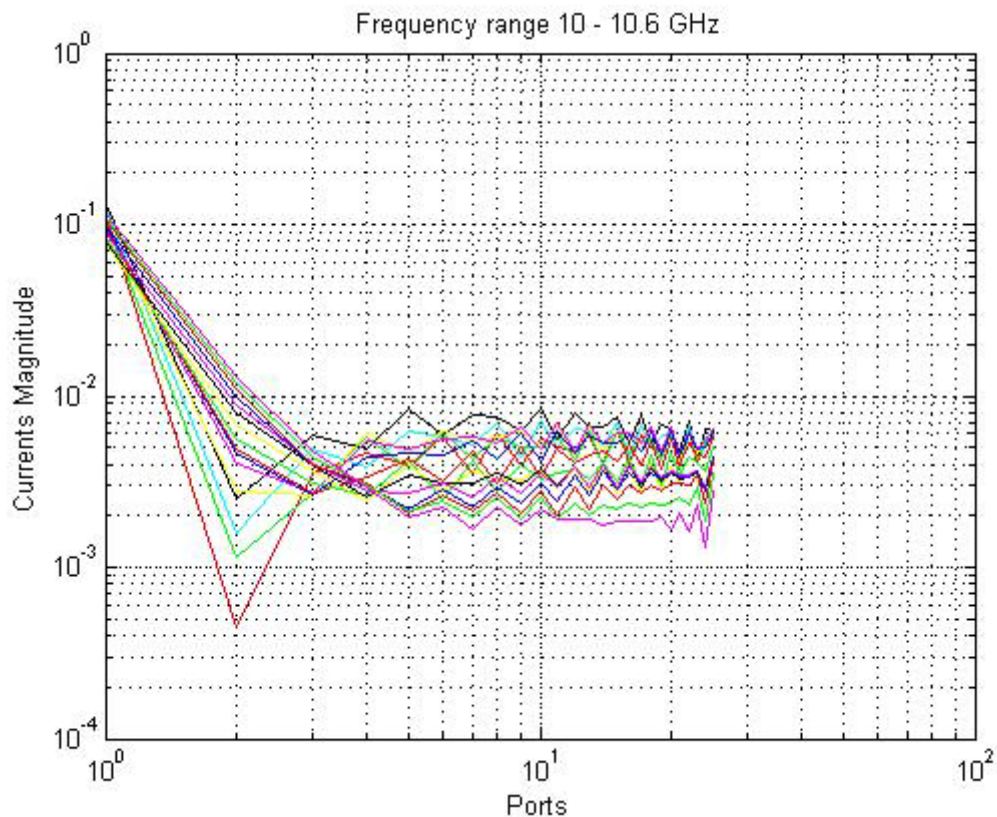


Figura 5.06

Vemos que, efectivamente, existe un ancho de banda donde se presentan ondas de rizado constante que se parecen a la onda atrapada y que éste incluye la frecuencia de radiación del modo  $TM_{10}$ ,  $f_{10} = 10.086GHz$ . Sin embargo, este ancho de banda es de más de 600MHz lo que hace sospechar que el fenómeno observado no es la onda atrapada buscada (recordamos que el ancho de banda de la onda atrapada para las estructuras de dipolo y espira es menor de 5MHz).

Se procede entonces a comprobar la existencia de corrientes superficiales. Al existir una onda atrapada a una determinada frecuencia, el array presentaría un nulo de radiación en ésta. Así pues, si se demuestra que el array radia en el ancho de banda encontrado anteriormente se podría descartar la onda atrapada y atribuir el rizado a las corrientes superficiales. Para ello, mediante la herramienta CST, se representan los diagramas de radiación obtenidos para dos frecuencias que pertenecen al ancho de banda de interés.



La primera es la frecuencia del modo  $TM_{10}$ ,  $f_{10} = 10.086\text{GHz}$ . Las figuras 5.07(a) y 5.07 (b) muestran el diagrama de radiación en coordenadas polares y en tres dimensiones respectivamente.

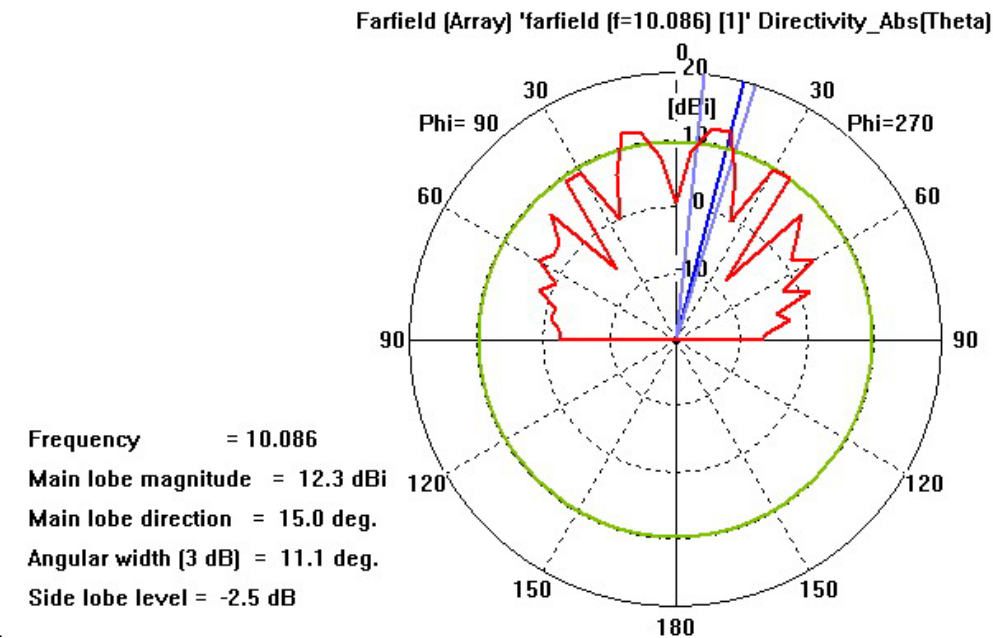


Figura 5.07 (a)

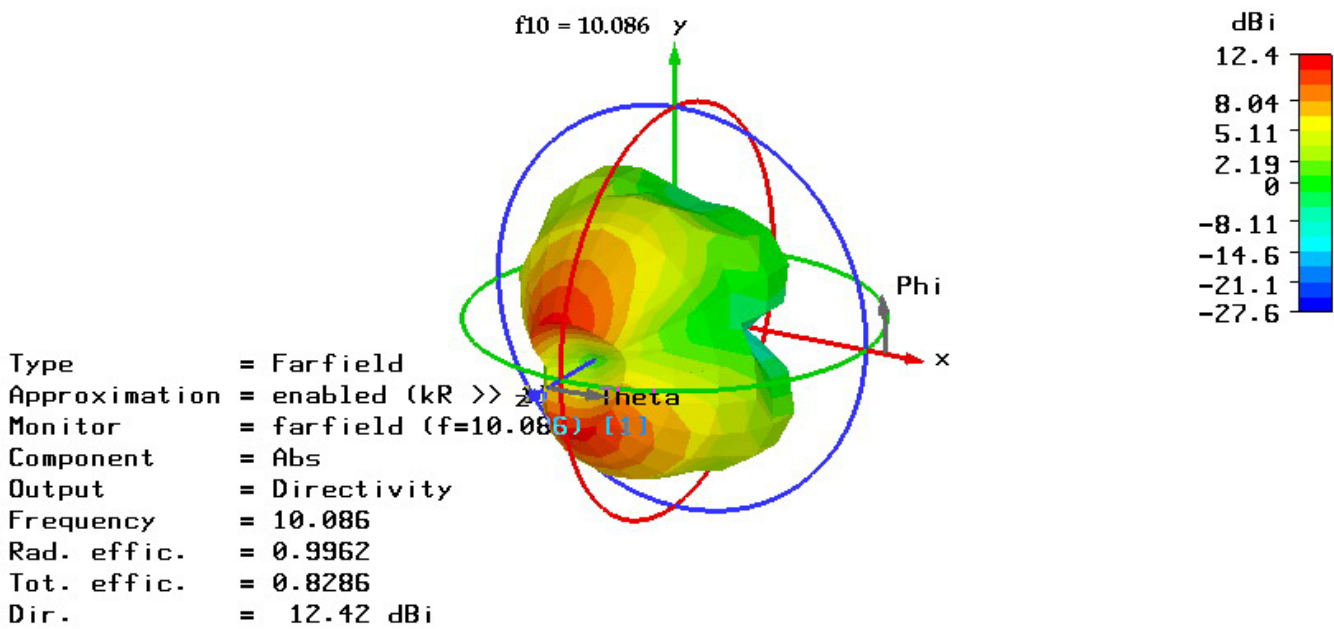


Figura 5.07 (b)



La segunda es una de las dos frecuencias donde la caída de radiación es de  $-3\text{dB}$ ,  $f_{-3\text{dB}} = 10.65\text{GHz}$ . Las figuras 5.08(a) y 5.08 (b) muestran el diagrama de radiación en coordenadas polares y en tres dimensiones respectivamente.

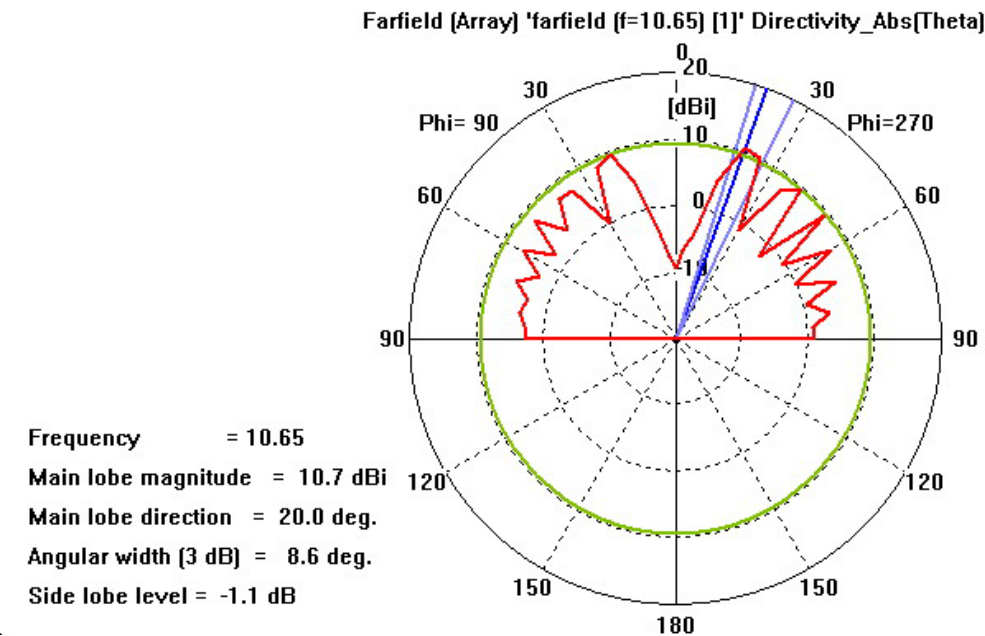


Figura 5.08 (a)

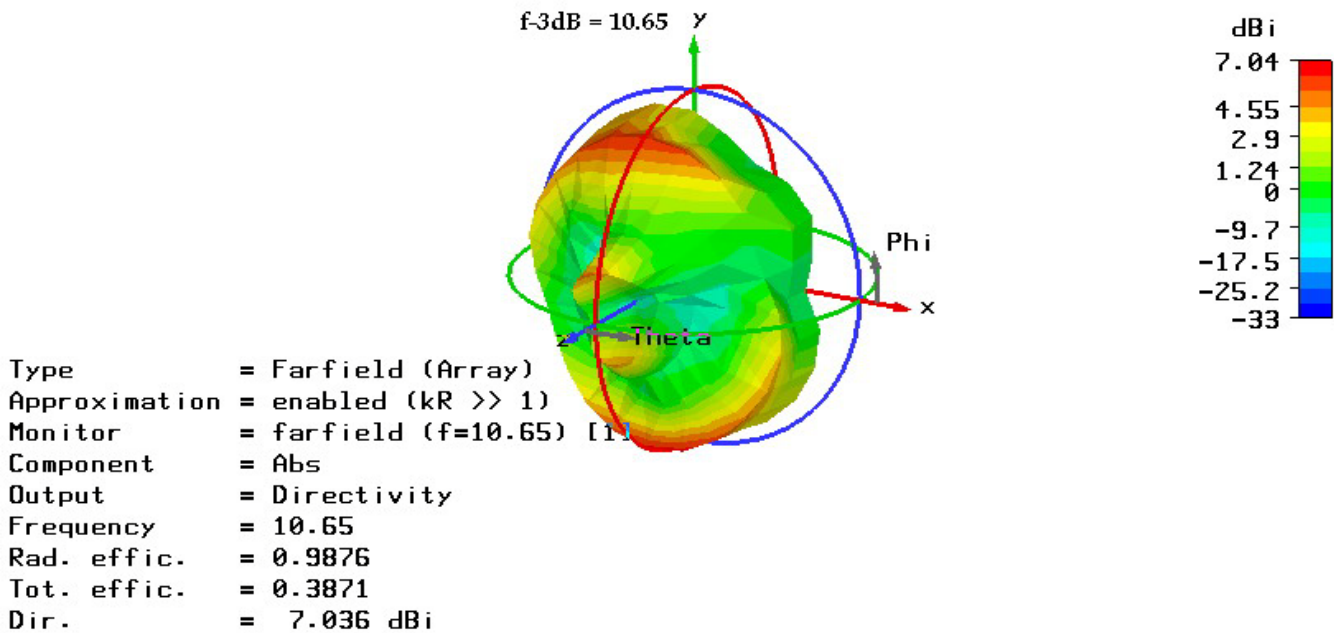


Figura 5.08 (b)

Se puede ver que para ambas frecuencias el array radia. Esto indica que la onda atrapada no está presente y que el rizado observado anteriormente se debe a las corrientes superficiales que se forman en una estructura con sustrato.

Señalamos también que las frecuencias para las cuales se han representado los diagramas de radiación se han elegido teniendo en cuenta dos características principales: la primera, representan aproximadamente los límites del ancho de banda de las ondas con rizado y la segunda, son la frecuencia de radiación y la frecuencia de -3dB, para frecuencias fuera de este rango la radiación es ineficiente.

Descartada la onda atrapada, no tiene sentido estudiar el efecto que tienen sobre ella el acoplamiento mutuo y la distancia entre los elementos del array de manera que el estudio del parche rectangular se da por terminado aquí.

## b.) Dipolo Antipodal

En este apartado del capítulo 5, se verá la última topología con la que se ha trabajado, un array lineal compuesto por dipolos antipodales. Las características de un elemento se pueden ver en la figura 5.09(a) y 5.09 (b). Las dimensiones están dadas en *mm*.

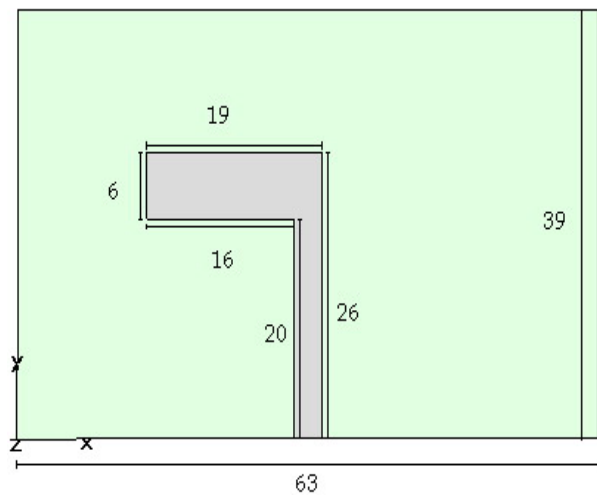


Figura 5.09 (a)

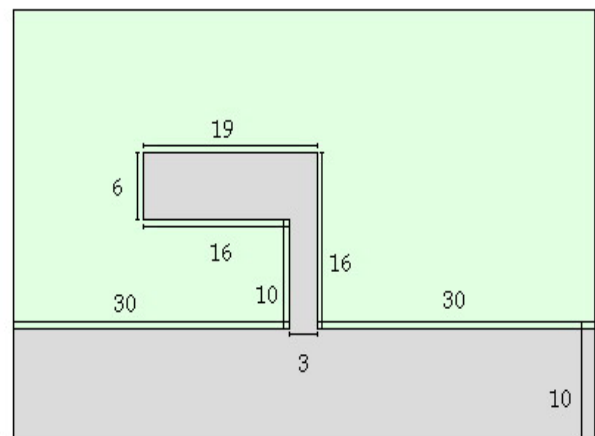


Figura 5.09 (b)

En la figura 5.10 se muestra la colocación de las antenas donde las dimensiones de nuevo están dadas en *mm*.

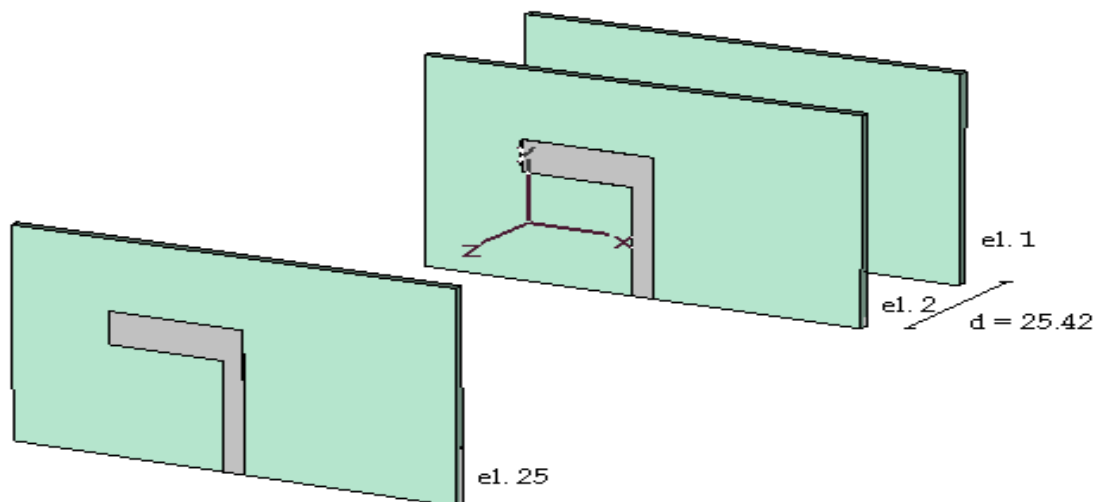


Figura 5.10

El dipolo antipodal está formado por un sustrato de constante de permisividad  $\epsilon = 4.5$  y dimensiones de  $63 \times 39 \times 1.5 \text{ mm}$ . Sobre cada cara del sustrato están impresas las dos partes del dipolo antipodal y sobre una de las caras, el plano de masa. Se ha conectado un puerto discreto entre la parte estrecha de la antena y el plano de masa.

Para comprobar la longitud de onda de la antena en la práctica se ha realizado una simulación con el programa CST conectando un puerto discreto a un único parche y midiendo el parámetro  $S_{11}$  en condiciones de contorno de espacio abierto y para el rango de frecuencias de 0 a 5GHz. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 5.11.

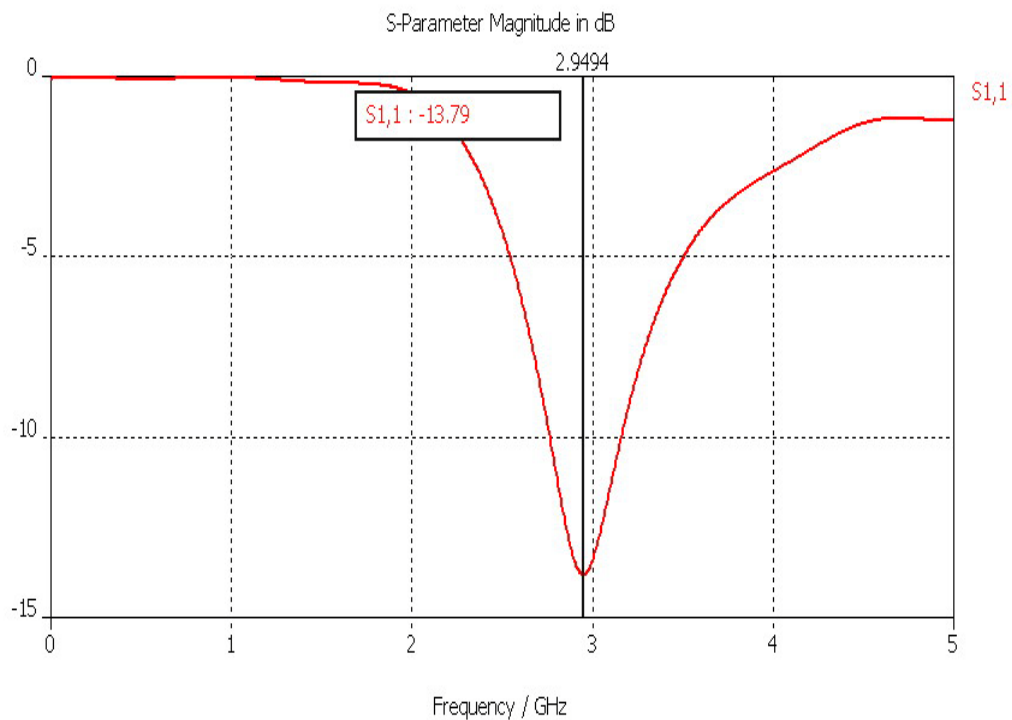


Figura 5.11

Se observa que la antena radia a  $2.9494 \text{ GHz}$  y por tanto la longitud de onda real sería  $\lambda = c/f = 101 \text{ mm}$ . Análogamente al parche rectangular y por ser una estructura con sustrato, en el dipolo antipodal se excitan varios modos. Sin embargo estos se manifiestan para frecuencias mayores de  $5 \text{ GHz}$  y para simplificar el trabajo no se contemplan.

A continuación, se va a demostrar la fenomenología de onda atrapada. Para ello, análogamente a los capítulos anteriores, se construye un array, se

suministra alimentación al primero de sus puertos y se miden las corrientes inducidas en el resto de los puertos.

El array consiste en 25 dipolos idénticos a los representados al principio del capítulo. De nuevo, la separación entre los elementos es  $\lambda/4$  y la orientación sigue el eje de coordenadas Z (figura 5.10). A cada dipolo se ha conectado un puerto discreto de  $75\Omega$  que se va a monitorizar.

Una vez construido el array, se establecen las condiciones de simulación. Las unidades con las que se va a trabajar son *mm* para las distancias y *GHz* para las frecuencias. El background material es normal de constante de permisividad  $\epsilon = 1$  y constante de permeabilidad  $\mu = 1$ . Las condiciones de contorno son las del espacio abierto. El rango de frecuencias es de 0GHz a 5GHz.

La primera visualización que se obtiene del comportamiento del array es la que proporciona CST. En ella se presentan las corrientes de cada puerto para cada frecuencia del rango establecido, como se puede ver en la figura 5.12.

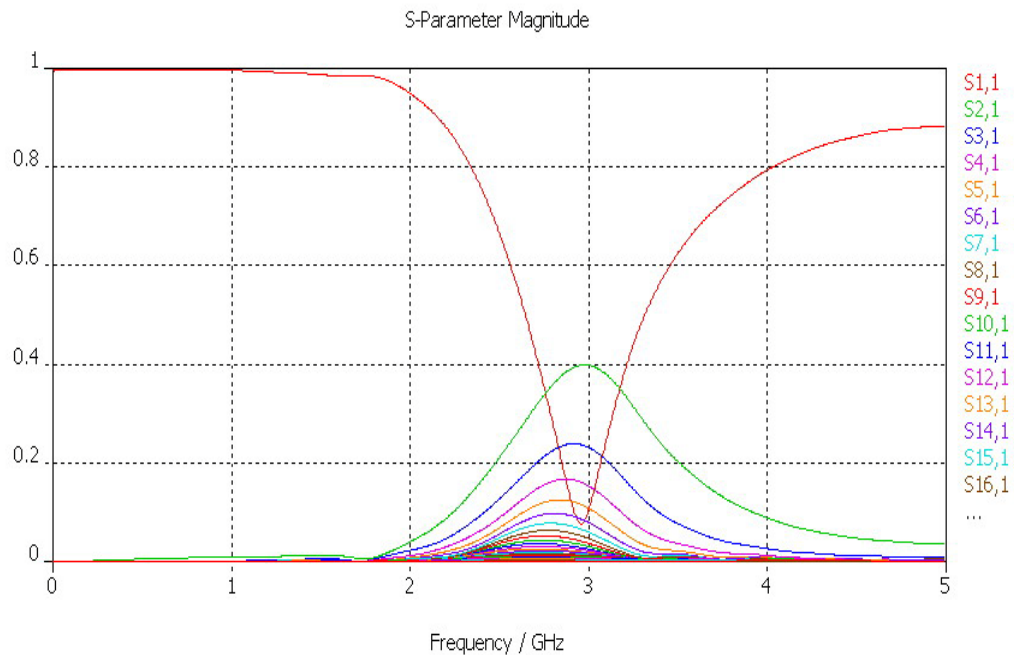


Figura 5.12

Se puede observar que para la frecuencia de radiación,  $f = 2.9494\text{GHz}$ , las corrientes caen a partir del puerto 2 según las leyes de radiación. Se aprecia

también que los valores de las corrientes para el rango de frecuencias de 0 a 2 GHz son muy pequeños y prácticamente constantes. Sin embargo, a rasgos generales la gráfica vuelve a ser poco representativa por lo que se ha exportado los datos a Matlab para poder procesarlos y verlos desde otro punto de vista.

El primer paso del procesado de los datos es crear una matriz de 1001x25 donde 1001 son las frecuencias del rango 0-5GHz y 25 son los puertos discretos del array. La matriz contiene los valores de las corrientes para cada frecuencia y cada puerto. A partir de aquí comprobamos la radiación del array para la frecuencia de radiación. La figura 5.13 muestra las corrientes de los 25 puertos correspondientes a  $f = 2.9494\text{GHz}$ . En una escala logarítmica, se aprecia claramente la caída lineal de la magnitud de la corriente en cada puerto sucesivo lo cual se corresponde con las leyes de radiación esperadas.

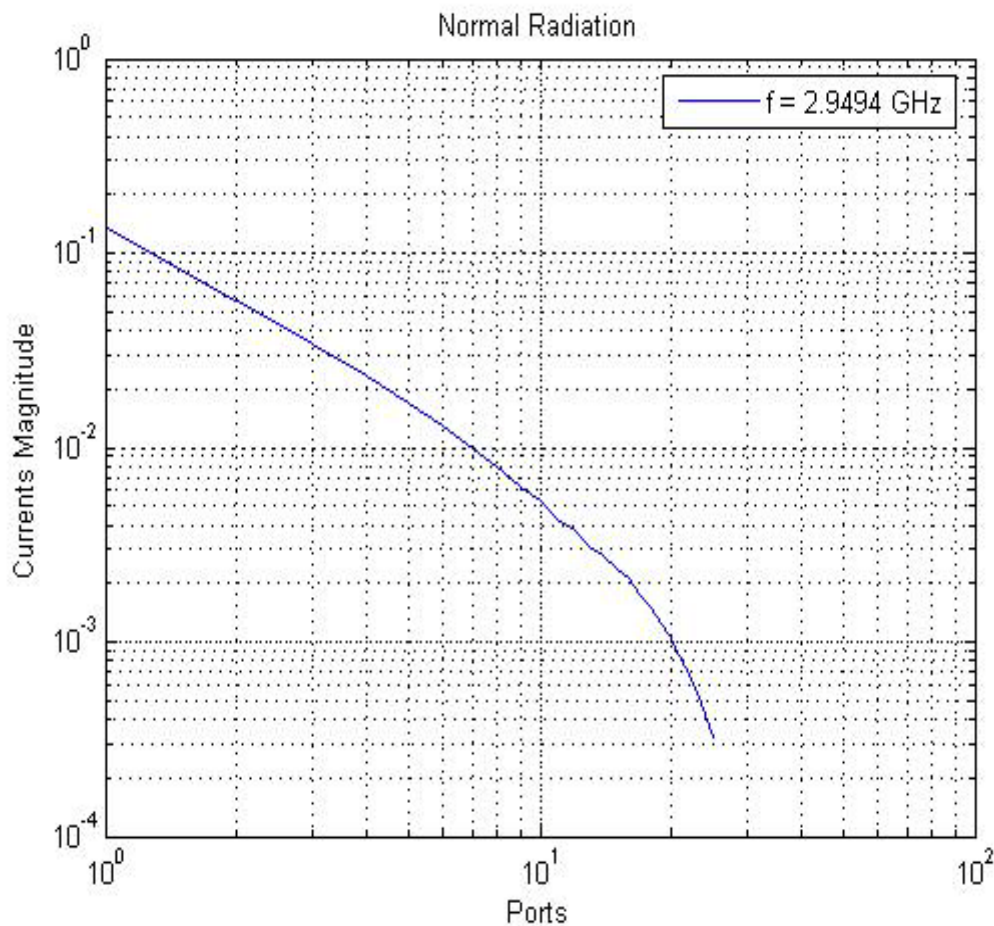


Figura 5.13

A continuación nos centramos en la onda atrapada. Mediante simulaciones se ha buscado rangos de frecuencia para los que las amplitudes de las corrientes varían poco y no presentan caídas lineales. Se ha encontrado que

cumplen estas características las corrientes del intervalo de frecuencias 0 – 0.695 GHz. (figura 5.14)

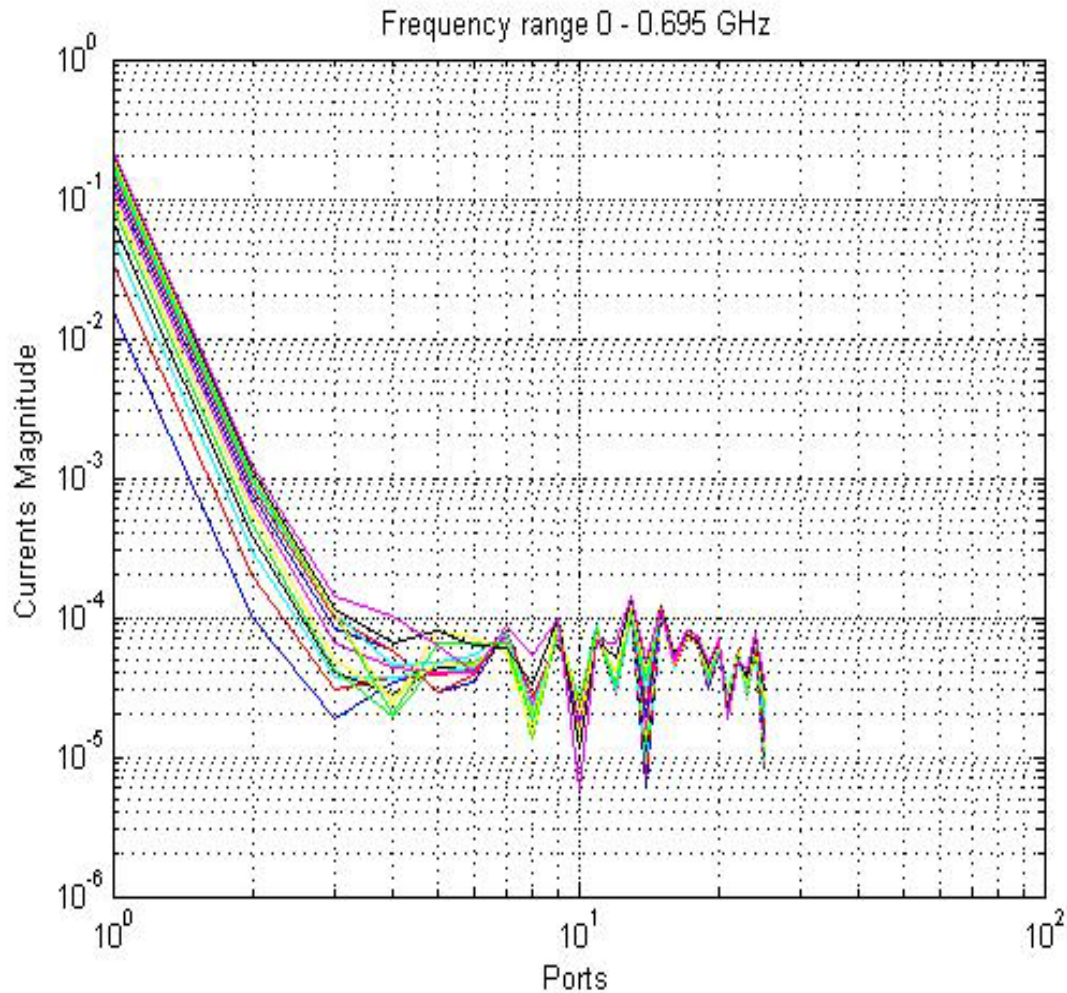


Figura 5.14

Las ondas que se observan en la gráfica son muy parecidas a las obtenidas para los casos de dipolo simple y espira delgada, pero el ancho de banda que ocupan es de más de 600MHz como en el caso del parche rectangular. Esto obliga a dudar de si el fenómeno observado es la onda atrapada buscada o por lo contrario se está ante la influencia de las corrientes superficiales.

Se procede entonces a comprobar la radiación del array para frecuencias contenidas en el ancho de banda encontrado anteriormente. Debido a que ni la frecuencia de radiación, ni la frecuencia correspondiente a la caída de radiación de -3dB se encuentran en el rango de frecuencias de las posibles ondas



atrapadas, se ha elegido para trabajar  $f = 0.5\text{GHz}$  y  $f = 0.65\text{GHz}$ . Con la ayuda de la herramienta CST, se representan los diagramas de radiación obtenidos para las frecuencias en cuestión.

Las figuras 5.15(a) y 5.15 (b) muestran el diagrama de radiación correspondiente a  $f = 0.5\text{GHz}$  en coordenadas polares y en tres dimensiones respectivamente.

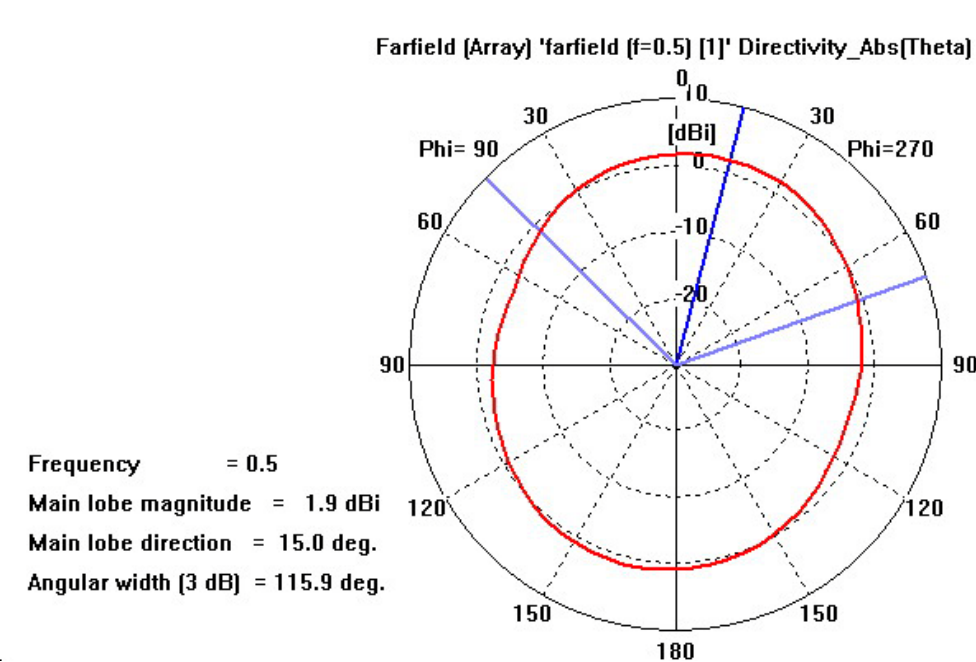


Figura 5.15 (a)

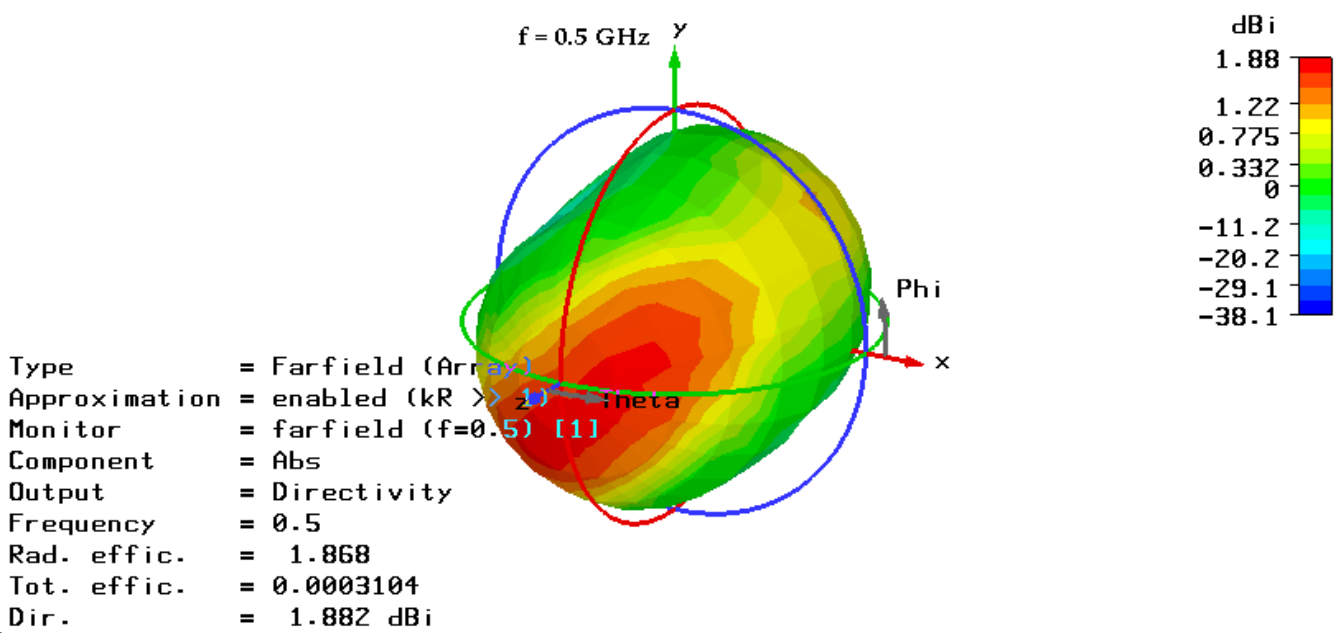


Figura 5.15 (b)



Las figuras 5.16(a) y 5.16 (b) muestran el diagrama de radiación correspondiente a  $f = 0.65\text{GHz}$  en coordenadas polares y en tres dimensiones respectivamente.

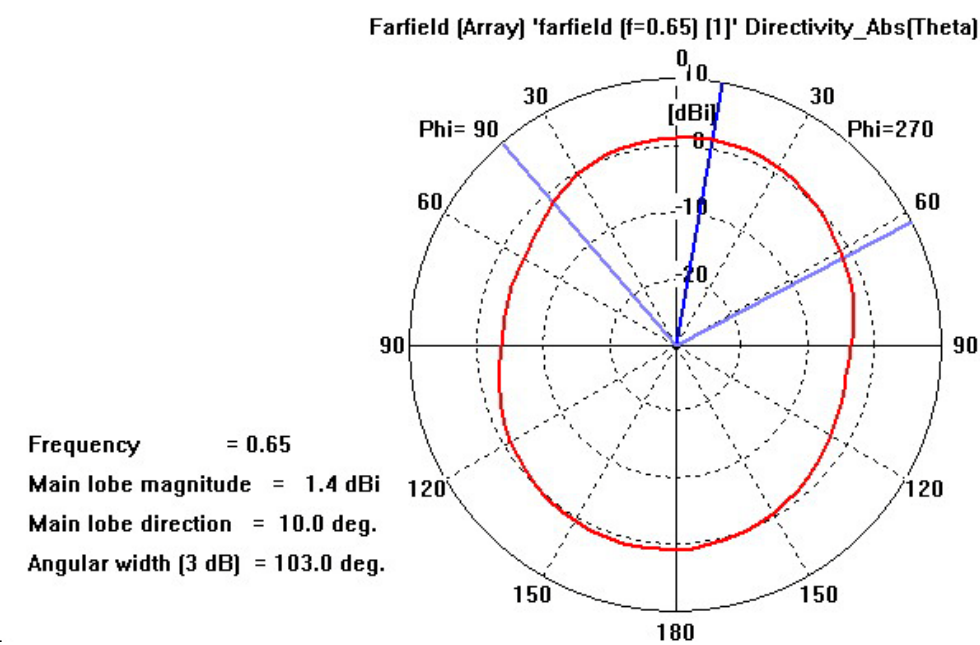


Figura 5.16 (a)

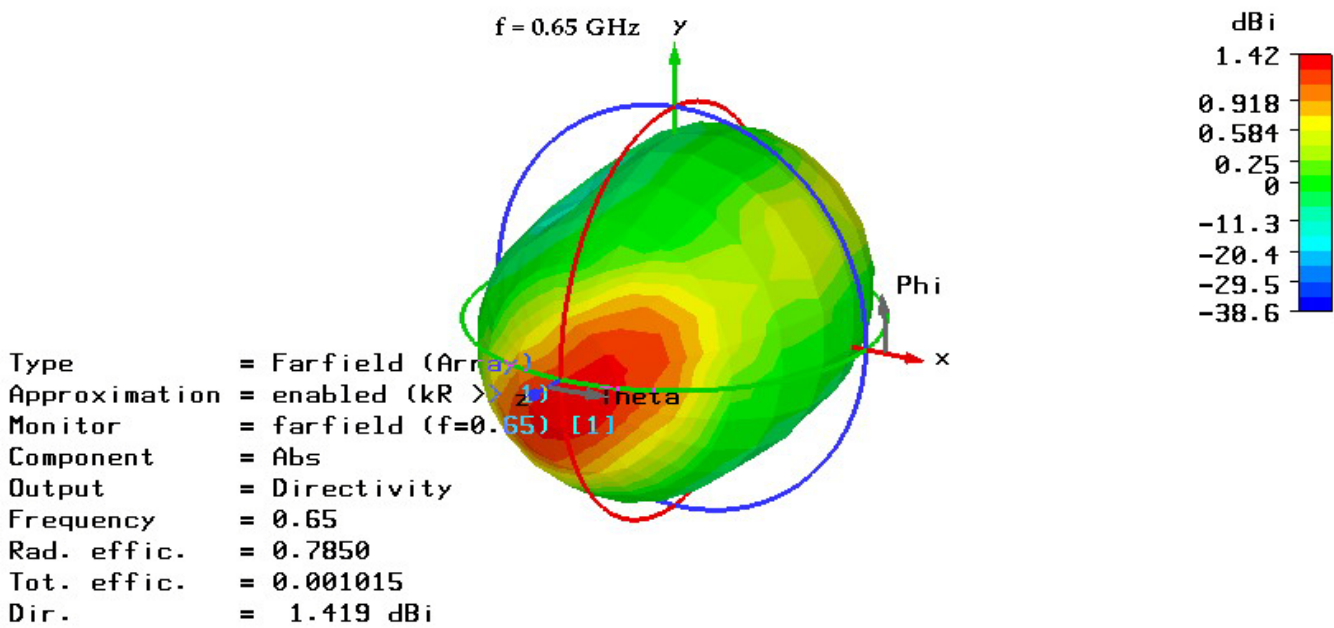


Figura 5.16 (b)

Se observa que para ambas frecuencias el array radia de manera que de nuevo se tiene que negar la existencia de una onda atrapada y afirmar que el rizado se debe a las corrientes superficiales.

En este caso tampoco se va a estudiar el efecto que tienen sobre la onda atrapada el acoplamiento mutuo y la distancia entre los elementos del array de manera que el estudio del dipolo antipodal se da por terminado aquí.

Con esto se finaliza la parte práctica del proyecto y se da paso a las conclusiones que se deducen a la vista de los resultados y que se explican en el capítulo siguiente.

## **Capítulo 6: Conclusiones y Líneas Futuras**

A lo largo de este proyecto, se ha trabajado con cuatro estructuras de antenas diferentes. Para todas ellas se ha intentado demostrar la existencia del fenómeno “onda atrapada”, así como el comportamiento del acoplamiento mutuo en presencia de ella.

Se ha empezado por un array de dipolos delgados  $\lambda/2$  repitiendo el estudio presentado en el capítulo de introducción. Después de comprobar como radia un sólo dipolo se ha simulado la estructura completa de 25 dipolos y se han procesado los resultados obtenidos. El procesamiento consiste en ordenar los datos en matrices a partir de las cuales se ha podido extraer la información deseada con facilidad. Lo primero que se ha buscado ha sido un ancho de banda en el cual se manifiestan ondas de rizado constante para poder compararlas con las ondas atrapadas del artículo en el que nos basamos. Se ha encontrado para frecuencias entre 0.15GHz y 0.17GHz. Teniendo en cuenta las características de la estructura de dipolos  $\lambda/2$  y comparando nuestros resultados con los del artículo, se ha concluido que efectivamente se trata de la presencia de onda atrapada. A continuación, el estudio se ha centrado en el efecto del acoplo mutuo sobre la onda atrapada. Para ello, se ha variado el parámetro “ $a$ ” (distancia entre los elementos del array) haciendo que tome valores proporcionales a la longitud de onda para la cual ha sido diseñado el array. Los resultados obtenidos han confirmado la suposición inicial que, cuanto menos distancia haya entre los elementos, más grande es el acoplo mutuo y, por tanto, más claramente se manifiesta la onda atrapada. Sin embargo, no se ha podido establecer una función que unifique la caída del acoplamiento mutuo en cada puerto según la distancia. Esto nos hace concluir que, si en un array de dipolos delgados  $\lambda/2$  se excita un sólo puerto cercano al borde, los efectos de truncamiento del array originarán una onda que se quedará atrapada sin poder ser radiada. Concluimos también que esta onda se ve directamente afectada por el acoplamiento mutuo entre los elementos del array, pero que no existe una ley que define este acoplamiento.

La segunda estructura que se ha analizado ha sido un array de espiras delgadas. Análogamente a la estructura de dipolos, se ha empezado comprobando la radiación de un solo elemento para después simular el array completo de 25 elementos y procesar los datos. De nuevo, se ha buscado un ancho de banda con posibles ondas atrapadas y se ha encontrado para las frecuencias entre 1.13GHz y 1.18GHz. Comparando los resultados con el caso del dipolo delgado y con el artículo que pretendemos seguir, se deduce que otra vez más se trata de la existencia de la onda atrapada. Después se pasó a comprobar el efecto del acoplamiento mutuo variando el parámetro distancia. Los valores que se han tomado vuelven a ser valores proporcionales a  $\lambda$ , pero en

este caso se ha descartado el de  $\lambda/4$  ya que hace que la distancia entre los elementos sea tan pequeña que el comportamiento del array se aproxima al de un toroide. Analizando los resultados, se ve de nuevo que existe una fuerte relación entre el acoplamiento mutuo y la forma de manifestarse de la onda atrapada. Y de nuevo no se puede encontrar una función que defina la caída del acoplo respecto a la distancia entre los elementos. Así, también para el caso del array de espiras delgadas se puede concluir que, si se excita un sólo puerto cercano al borde, los efectos de truncamiento originan una onda atrapada que se ve directamente afectada por el acoplamiento mutuo y que la caída de éste no responde a una ley determinada.

La tercera topología es un array de parches rectangulares. Los elementos de esta estructura difieren significativamente de los dipolos y las espiras principalmente porque son antenas impresas con sustrato. Esa misma ha sido la razón para elegirlos, se ha querido demostrar que la onda atrapada no es un fenómeno exclusivo de los dipolos. El procedimiento que se ha seguido para analizar el array ha sido el mismo que en los casos anteriores. Se ha comprobado la radiación de un sólo elemento y a continuación se ha simulado el array completo de 25 elementos. Se ha buscado un ancho de banda de posibles ondas atrapadas y se ha encontrado que existe para las frecuencias entre 10GHz y 10.6GHz. En este punto empiezan a hacerse notar las primeras diferencias entre los resultados obtenidos para el parche rectangular y los de los dipolos y las espiras. El ancho de banda hallado es de unos 600MHz mientras que en los casos anteriores no supera los 5MHz. Esto hace dudar de la existencia de una onda atrapada y obliga a buscar otra manera de demostrar su existencia. Sabiendo que a las frecuencias de las ondas atrapadas el array presenta nulos de radiación, se decidió comprobar la radiación de éste para dos frecuencias representativas pertenecientes al ancho de banda. Se eligió como tales la frecuencia del modo  $TM_{10}$  (10.086GHz) y la de -3dB (10.65GHz). Observando los diagramas de radiación se ve que el array sí radia y se tiene que descartar que las ondas del ancho de banda sean ondas atrapadas. La explicación del rizado que hacía pensar que lo que se ve son ondas atrapadas, son las corrientes superficiales que se originan en el sustrato. Con esto concluimos que, en una estructura de parches rectangulares, no existe el fenómeno de onda atrapada.

La cuarta y última topología que se ha analizado es un array de dipolos antipodales. Esta estructura se ha elegido porque reúne las características de una antena impresa y un dipolo. Análogamente a todos los capítulos anteriores se empezó comprobando la radiación de un sólo elemento y a continuación se ha simulado el array completo de 25 elementos. Se ha buscado un ancho de banda de posibles ondas atrapadas y se ha encontrado que existe para las frecuencias entre 0GHz y 0.695GHz. De nuevo nos fijamos en que se trata de un ancho de banda de más de 600MHz, de manera que se pasó a comprobar la radiación del array para dos frecuencias representativas contenidas en él. Se han elegido las frecuencias de 0.5GHz y 0.65GHz. Observando los diagramas de radiación, se ve que otra vez más el array radia y se tiene que descartar la

existencia de ondas atrapadas y atribuir el rizado a las corrientes superficiales del sustrato. Deducimos que en una estructura de dipolos antipodales tampoco existe el fenómeno de onda atrapada.

Visto todo lo anterior se obtienen dos conclusiones generales:

Primero, las ondas atrapadas sólo existen en estructuras de elementos simples como los dipolos delgados  $\lambda/2$  y las espiras delgadas. Esta afirmación se basa en la demostración que se ha hecho en este proyecto y en los resultados del artículo detallado en el capítulo de introducción.

Segundo, el acoplamiento mutuo afecta a las ondas atrapadas, así como al comportamiento de cualquier array pero es imposible de determinar una ley en función de la distancia entre los elementos que lo define. Aunque el estado de arte del acoplamiento demuestra que la caída de éste es asintótica de  $1/r^2$ , sólo se refiere a los casos de dipolos simples y en ausencia de fenómenos complejos como el de la onda atrapada.

Hay que destacar que las conclusiones derivadas están basadas en los casos particulares contemplados en este proyecto, pero son susceptibles a futuras investigaciones y líneas de trabajo.

Creemos que es posible que existan ondas atrapadas en otras estructuras diferentes de las que se han visto aquí.

A parte de diferentes estructuras, sería interesante comprobar la fenomenología de onda atrapada al variar las topologías ya analizadas cambiando la geometría, la colocación de las antenas o las condiciones de simulación.

Las antenas impresas también proporcionan un campo de posibles investigaciones relacionadas con la onda atrapada. Una potencial línea de trabajo es intentar separar de las corrientes medidas en los puertos del array el término correspondiente a las corrientes superficiales de manera que se pueda demostrar o descartar con certeza la existencia de la onda atrapada en estructuras de antenas impresas.

Por último, el acoplamiento mutuo sigue siendo un problema para estudiar y determinar. Aunque numerosas investigaciones se han centrado en ello, todavía faltan soluciones concretas y generalizadas.

Con las conclusiones y líneas futuras de trabajo expuestas en este capítulo se da por concluido este proyecto.

# Referencias

- [1] R.C. Hansen, "Phased Array Antennas"
- [2] A. Neto, S. Maci, G. Vecchi, and M. Sabbadini, "A truncated floquet wave diffraction method for the full-wave analysis of large phased arrays. II. Generalization to 3-D cases," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 48. pp. 601-611, Apr. 2000
- [3] C. Craeye, A. G. Tijhuis, and D. H. Schaubert, "An efficient MoM formulation for finite-by-infinite arrays of two-dimensional antennas arranged in a three-dimensional structure," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 52. pp. 271-282, Jan. 2004
- [4] C. Craeye, A. O. Boryssenko, and D. H. Schaubert, "Wave propagation and coupling in linear arrays with application to the analysis of large arrays," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 54. pp. - , Jul. 2006
- [5] R. C. Mailloux, "Excitation of a surface wave along an infinite Yagi-Uda array," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 13. pp. 719-724, Sep. 1965
- [6] F. Serracchioli and C. A. Levis, "The calculated phase velocity of long end-fire uniform dipole arrays," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 7. pp. 424-434, Dec. 1959
- [7] S. A. Tretyakov and A. J. Viitanen, "Waveguided properties of a line of periodically arranged passive dipole scatters," in *Proc. IEEE Microwave Theory Tech. Symp.*, Phoenix, AZ, Jun. 2001, pp. 1201 - 1204.
- [8] P. W. Hannan, "The ultimate decay of mutual coupling in a planar array antenna," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 14. pp. 246-248, Mar. 1966
- [9] [www.cst.com](http://www.cst.com), Computer Simulation Technology (CST), Microwave Studio
- [10] [www.mathworks.com](http://www.mathworks.com), Matlab